SÉRIE A, N° 3878
N° D'ORDRE : 4729

THÈSES

PRÉSENTÉES

à la Faculté des Sciences de l'Université de Paris

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Jean-Louis LEROY

1re THÈSE : Contribution à l'étude de la polarisation de la lumière solaire.

2e THÈSE : Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 1er juin 1962 devant la Commission d'examen.

MM. DANJON *Président.*
FRANÇON
SCHATZMAN *Examinateurs.*

SERVICE DES PUBLICATIONS DU C. N. R. S.
13, Quai Anatole-France
PARIS 7e

SÉRIE A, Nº 3878
Nº D'ORDRE : 4729

THÈSES

PRÉSENTÉES

à la Faculté des Sciences de l'Université de Paris

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Jean-Louis LEROY

1re THÈSE : Contribution à l'étude de la polarisation de la lumière solaire.

2e THÈSE : Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 1er juin 1962 devant la Commission d'examen.

MM. DANJON *Président.*
FRANÇON
SCHATZMAN *Examinateurs.*

SERVICE DES PUBLICATIONS DU C. N. R. S.
13, Quai Anatole-France
PARIS 7e

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen. . . . . M. ZAMANSKY

PROFESSEURS

G. JULIA	T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure.
DE BROGLIE	T	Théories physiques.
PRENANT	T	Anatomie et Histologie comparées.
GRASSÉ	T	Évolution des êtres organisés.
PRÉVOST	T	Chimie organique.
CHAUDRON	T	Chimie appliquée.
WYART	T	Minéralogie et Cristal.
TEISSIER	T	Zoologie.
MANGENOT	T	Biologie végétale (Orsay).
AUGER	T	Physique quantique et Relativité.
MONNIER	T	Physiologie Générale.
PIVETEAU	T	Paléontologie.
ROCARD	T	Physique (E. N. S.).
CARTAN	T	Mathématiques (E. N. S.).
LAFFITTE	T	Chimie générale.
FAVARD	T	Géométrie supérieure.
COULOMB	T	Physique du Globe.
Mlle COUSIN	T	Biologie Animale (S. P. C. N.).
CHRÉTIEN	T	Chimie minérale.
DRACH	T	Zoologie.
KASTLER	T	Physique (E. N. S.).
ÉPHRUSSI	T	Génétique.
RIVIÈRE	T	Géologie (S. P. C. N.) et sédim.
GAUTHERET	T	Biologie Végétale (P. C. B.).
LUCAS R.	T	Recherches Physiques.
THOMAS A.	T	Biologie cellulaire.
ARNULF	T	Optique appliquée.
MORAND	T	Physique Enseignement.
SOLEILLET	T	Physique (P. C. B.).
FORTIER	T	Mécanique expérimentale des fluides.
DANJON	T	Astronomie.
PETIT	T	Biologie maritime.
QUENEY	T	Météorologie et dynamique atmosphérique.
GALLIEN	T	Embryologie.
EICHHORN	T	Botanique.
DE CUGNAC	T	Biologie végétale (S. P. C. N.).
Mlle CAUCHOIS	T	Chimie Physique.
THELLIER	T	Physique du Globe.
L'HÉRITIER	T	Biologie Générale (Orsay).
GRIVET	T	Radioélectricité (Orsay).
PONCIN	T	Mécanique Générale.
DUBREIL	T	Arithmétique et théorie des Nombres.
QUELET	T	Chimie Organique.
CAGNIARD	T	Géophysique appliquée.
CHAMPETIER	T	Chimie macromoléculaire.
CUVILLIER	T	Micropaléontologie.
JUNG	T	Pétrographie.
TRILLAT	T	Microscopie et diffraction électronique.
WIEMANN	T	Chimie organique et structurale.
JACQUINOT	T	Spectroscopie et physique céleste (Orsay).
VASSY	T	Physique de l'atmosphère.
DESTOUCHES	T	Théories Physiques.
AMIEL	T	Chimie générale.
HOCART	T	Minéralogie et Cristallographie.
J. P. MATHIEU	T	Physique (Optique).
COUTEAUX	T	Biologie animale (P. C. B.).
MAY	T	Zoologie (Orsay).
CHOQUET	T	Théorie des fonctions et Topologie.
FELDMANN	T	Biologie végétale marine.
GUINIER	T	Physique des Solides (Orsay).
JOST	T	Physiologie comparée.
FORTET	T	Calcul des prob. et Physique mathématique.
SCHWARTZ	T	Calcul différentiel et Intégral.
CHOUARD	T	Physiologie végétale.
MALAVARD	T	Aviation (Technique Aéronautique).
BRELOT	T	Calcul différentiel et intégral.
NORMANT	T	Synthèse organique générale.
BENARD	T	Chimie Minérale.
BUVAT	T	Botanique (E. N. S.).
DUGUE	T	Statistiques Mathématiques.
SOULAIRAC	T	Psychophysiologie.
ULRICH	T	Physiologie végétale.
MARÉCHAL	T	Optique théorique et Appliquée.
KIRRMANN	T	Théories Chimiques.
CHADEFAUD	T	Botanique.
Mlle LE BRETON	T	Physiologie de la nutrition.
SALEM	T	Mathématiques générales.
LELONG	T	Application de l'analyse à la géométrie.
DEVILLERS	T	Anatomie et Histologie comparées.
EHRESMANN	T	Topologie Algébrique.
FRANÇON	T	Physique (S. P. C. N.).
GLANGEAUD	T	Géographie physique et Géologie dynamique.
GODEMENT	T	Mathématiques (M. P. C.).
PISOT	T	Techniques mathématiques de la Physique.
ROCH	T	Géologie.
SCHATZMAN	T	Astrophysique.
TERMIER	T	Paléontologie stratigraphique.
ZAMANSKY	T	Mathématiques générales.
LENNUIER	T	Physique (M. G. P.).
RIZET	T	Génétique (Orsay).
ROUTHIER	T	Géologie appliquée.
Mme TONNELAT	T	Physique Théorique.
DIXMIER	T	Mathématiques (M. P. C.).
SOUCHAY	T	Chimie générale.
AIGRAIN	T	Électrotechnique générale.
BRUSSET	T	Chimie systématique.
M. LEVY	T	Phys. théorique des hautes énergies (Orsay).
Mme CHAIX	T	Chimie biologique.
Mme HUREL-PY	T	Biologie végétale (P. C. B.).
PIAUX	T	Chimie (M. P. C.).
BRUN	T	Mécanique théorique des fluides.
LEDERER	T	Chimie biologique.
Mme DUBREIL	T	Mathématiques (Agrégation).
Mme LELONG	T	Mathématiques (E. N. S.).
BELLAIR	T	Géologie (S. P. C. N.).
COTTE	T	Physique électricité.
DUBOIS J. E.	T	Chimie organique.
LAMOTTE	T	Zoologie (E. N. S.).
MICHEL A.	T	Chimie Minérale (Orsay).
OLMER	T	Énergétique générale.
ROUAULT	T	Électricité (Orsay).
GAUTHIER	T	Mécanique appliquée.
BARCHEWITZ	T	Chimie Physique.
BROSSEL	T	Physique atomique.
BUSER		Physiologie comparée.
CAMUS		Physiologie végétale (B. M. P. V.).
CASTAING	T	Physique (Orsay).
CURIEN	T	Minéralogie et Cristallographie.
MOYSE	T	Physiologie végétale (Orsay).
NOIROT		Évolution des êtres organisés.
PANNETIER	T	Chimie générale (Orsay).
POSSOMPES	T	Zoologie.
PULLMANN	T	Chimie théorique.
TEILLAC	T	Physique nucléaire et Radioactivité.
TONNELAT	T	Biologie physico-chimique.
VILLE	T	Économétrie.
WILLEMART		Chimie (P. C. B.).
DODE	T	Chimie (Orsay).
FREYMANN	T	Recherches physiques.
GUINOCHET	T	Biologie végétale (S. P. C. N.) (Orsay).
ROLLET	T	Chimie (P. C. B.).
Mlle JOSIEN	T	Chimie (S. P. C. N.).
CHEVALLEY	T	Géométrie algébrique et théorie des groupes.
ARNOULT	T	Électronique (Orsay).
CHAPELLE	T	Physique (Orsay).
DELANGE	T	Mathématiques (Orsay).
DENY	T	Mathématiques générales (Orsay).
GERMAIN	T	Mécanique théorique des fluides.
LUCAS G.	T	Géologie.
ALLARD	T	Chimie Physique.
BERTHELOT	T	Phys. fond. des Hautes Énergies (Orsay).
BRICART	T	Météorologie et physique de l'Atmosphère.
Mme ALBE-FESSARD		Psychophysiologie.
FRIEDEL		Physique des Solides (Orsay).
M. JULIA		Études des molécules naturelles complexes.
LENDER	T	Biologie animale (S. P. C. N.) (Orsay).
MAGAT		Physico-chimie des radioéléments.
Mlle QUINTIN	T	Électrochimie.
MONOD	T	Chimie du métabolisme.
BENOIT	T	Physiologie animale (Orsay).
DE POSSEL	T	Analyse numérique.
CHARLOT	T	Chimie analytique.
HAISSINSKY	T	Radiochimie.
LEMÉE	T	Physiologie végétale (B. M. P. V.) (Orsay).
GUÉRIN	T	Chimie (M. P. C.) (Orsay).
CHATELET M.		Chimie (P. C. B.).
JEAN	T	Physique Nucléaire (Orsay).
MATTLER	T	Physique (S. P. C. N.).
MICHEL L.		Phys. Théor. des Hautes Énergies (Orsay).
BERGERARD		Zoologie (Orsay).
BERTEIN		Électronique (Orsay).
BOUISSIÈRES		Chimie des Radioéléments (Orsay).
Mme COUTURE		Thermodynamique et Mécanique Physique.
ELLENBERGER		Géologie appliquée sur le territoire.
FRANC		Biologie animale (P. C. B.).
SCHNELL		Botanique tropicale (Orsay).
STOLKOWSKI		Physiologie générale.
ACHER		Chimie Biologique (Orsay).
BAUDOIN		Biologie animale (P. C. B.).
BEAUMONT		Biologie animale (S. P. C. N.).
BLAMONT		Géophysique Ionosphère.
BOURREAU		Botanique.
CURIE D.		Physique (M. G. P.).
DURAND-DELGA		Géologie.
FREON	T	Chimie organique (Orsay).
HELLER		Physiologie végétale.
TORTRAT		Calcul des Probabilités.
CAILLEUX		Géologie (S. P. C. N.).
MAGNAN	T	Physique (S. P. C. N.).
DAUDEL	T	Mécanique ondulatoire appliquée à la chimie théorique et à la Physique nucléaire.
Mlle FOURCROY		Biologie végétale (S. P. C. N.).
Mme CHOQUET-BRUHAT	T	Mécanique analytique et Mécanique céleste.
Mlle VEIL		Physiologie Générale.
LWOFF	T	Microbiologie.
SIESTRUNCK	T	Mécanique Physique et Expérimentale.
LACOMBE	T	Métallurgie des métaux nucléaires.
BROCHARD	T	Physique (P. C. B.) (Orsay).
CABANNES	T	Mécanique générale.
LESIEUR	T	Mathématiques (M. P. C.) (Orsay).
MAZET	T	Mécanique générale (Orsay).
CAIRE		Géographie physique et Géologie Dynamique.
COMOLET		Mécanique des fluides.
CORABŒUF		Physiologie Animale.
DELLOUE		Physique de l'exosphère.
GORENFLOT		Botanique II (Orsay).
HOUILLON		Biologie animale (P. C. B.).
JULLIEN J.		Chimie (P. C. B.).
MALGRANGE		Techniques Mathématiques de la Physique.
OLIVIER		Antropologie.
NOZERAN	T	Botanique II (Orsay).
BLANC-LAPIERRE		Physique (E. N. S.) (Orsay).

R. UNIV. BIBLIOTHEEK LEIDEN

Secrétaire général : R. POULLAIN.

CONTRIBUTIONS A L'ÉTUDE DE LA POLARISATION DE LA LUMIÈRE SOLAIRE

par J.-L. Leroy

Observatoire de Paris-Meudon.

Sommaire. — *Un nouvel ensemble électronique, destiné à accroître la sensibilité d'un polarimètre photoélectrique, a été réalisé. L'instrument obtenu finalement peut déceler une proportion de lumière polarisée de* 5.10^{-6} *dans un flux de* 10^{-3} *lm. Le polarimètre, éclairé par une lunette qui introduit de très petites polarisations instrumentales, permet d'étudier avec une grande sensibilité la polarisation de la lumière solaire.*

Nous avons observé la polarisation de la lumière, au bord du disque solaire, phénomène déjà connu et expliqué théoriquement, et effectué de nouvelles mesures en plusieurs couleurs. Mais nous avons surtout étudié les taches solaires dont la lumière est polarisée linéairement dans une proportion qui peut dépasser 10^{-3}*, pour le domaine spectral* 4400-4900 Å. *La répartition des régions qui envoient la lumière polarisée et les variations dans le temps des polarisations ont été étudiées.*

La polarisation de la lumière des taches semble due aux champs magnétiques. Les raies solaires saturées sont séparées en trois composantes égales par un champ transversal ; les vibrations lumineuses parallèles au champ sont alors moins absorbées que les vibrations perpendiculaires. Les mesures de polarisation permettent donc de déterminer le champ magnétique transversal qui règne dans la photosphère, une fois établie la courbe de calibration de cet effet de polarisation par « intensification magnétique ». Nous avons effectué une calibration en utilisant la théorie de formation du triplet normal de W. Unno. *Le plus petit champ décelable avec notre instrument vaut environ* 20 *gauss.*

Les principaux résultats obtenus concernent les taches unipolaires. On a déterminé la loi de variation de l'intensité du champ magnétique transversal le long du rayon d'une tache simple. Le gradient vertical de la composante verticale du champ peut s'en déduire ; il vaut, selon nos mesures, 0,4 *gauss/km au centre d'une tache. Les lignes de force paraissent plus horizontales, dans la pénombre, que l'on ne l'admet généralement ; à la limite de la pénombre et de la photosphère, les lignes de force sont parallèles à la surface solaire, tandis qu'à l'extérieur de la tache elles semblent replonger vers la photosphère. Dans les groupes multipolaires, la structure des champs magnétiques est beaucoup plus complexe. Nous avons rarement observé une ressemblance nette entre les structures chromosphériques et les directions des lignes de force. Cependant, des champs magnétiques normaux à la photosphère, pouvant atteindre* 150 *gauss, semblent souvent exister dans les facules. Certaines éruptions chromosphériques ont paru associées à des variations notables du champ magnétique transversal. Mais surtout, nous avons constaté à plusieurs reprises que des éruptions pouvaient apparaître en des régions où le champ transversal avait une valeur relativement grande.*

Abstract. — *A new electronic device, improving the sensivity of a photoelectric polarimeter, has been developed. In its final state the apparatus can detect a proportion of polarized light of* 5.10^{-6} *in a* 10^{-3} *lm light flux. The light proceeds from a telescope which introduces very faint instrumental polarizations so that it is possible to study the polarization of solar light with a very high sensivity.*

We have observed, the polarization of light near the solar limb which had been previously discovered and theoretically explained, and we have got new measurements in several wavelengths. But we have mainly investigated sunspots, the light of which shows a linear polarization in a proportion of more than 10^{-3}*, in the spectral interval* 4400-4900 Å. *Distribution of regions which emit polarized light and variations with time of observed polarizations have been studied.*

The polarization of sunspot light seems to be caused by magnetic fields. Saturated solar lines are splitted into three equal components by a transverse magnetic field ; the absorption of the radiation of polarization parallel to the field is then smaller than that of the radiation perpendicular to the field. Thus, it is possible to deduce, from polarization measurements, the transverse magnetic field which exists in the photosphere, if the calibration curve of this effect of polarization from " magnetic intensification " is known. We have computed a calibration curve, using Unno's *theory of the line formation of a normal Zeeman triplet. The smallest magnetic field we can detect with our instrument is about* 20 *gauss.*

Results are mainly related to unipolar spots. We have determined the variation law of the strength of transverse magnetic field along the radius of a single spot. Therefore, it is possible to compute the vertical gradient of vertical magnetic field ; from our measurements it is found to be about 0,4 *gauss/km. In the penumbra, lines of*

force seem to lie more tilted to the vertical than previous authors stated; at the outer edge of the penumbra, lines of force are parallel with the solar surface while they appear to be coming down to the photosphere out of the spot. In multipolar groups, the magnetic field structure is much more complexe. We have observed, only in a few cases, a fairly close similitude between chromospheric structures and directions of lines of force. On the other hand, magnetic fields perpendicular to the photosphere, with a strength up to 150 gauss, often appear in faculae. Some flares seemed associated with important changes of transverse magnetic fields. But we have mainly noticed on several occasions that flares can appear above regions in which the transverse magnetic field is fairly strong.

К исследованию поляризации солнечного света.

Резюме. — Была осуществлена новая электроническая установка, предназначенная для повышения чувствительности фотоэлектрического поляриметра. В своей окончательной форме инструмент может выявить количество поляризованного света, равное 5.10^{-6} в световом потоке, равном 10^{-3} лм. Поляриметр получает свет из рефрактора, вводящего лишь очень малые инструментальные поляризации, и дает возможность изучать поляризацию солнечного света с очень высокой чувствительностью.

Автор наблюдал поляризацию света на краю солнечного диска, явление уже известное и теоретически обоснованное. Им были сделаны новые измерения в различных длинах волн. Но главным образом он изучал солнечные пятна, свет которых линейно поляризован в отношении, могущем превосходить 10^{-3} для спектрального участка 4400-4900 Å. Изучалось также распределение областей, посылающих поляризованный свет, и изменение во времени наблюденных поляризаций.

Поляризация света пятен происходит по-видимому вследствие магнитных полей. Насыщенные солнечные линии разделяются поперечным магнитным полем на три равных составляющих ; поглощение излучения, поляризованного параллельно полю, является тогда меньшим, чем поглощение излучения. поляризованного перпендикулярно полю. Измерения поляризации позволяют, следовательно, определить поперечное магнитное поле, существующее в фотосфере, при условии, что известна кривая калибровки этого эффекта поляризации вследствие « магнитной интенсификации ». Автор сделал калибровку, используя теорию образования нормального триплета В. Унно (W.Unno). Наименьшее поле, выявляемое описываемым инструментом, порядка 20 гауссов.

Основные полученные результаты касаются однополюсных пятен. Был определен закон изменения интенсивности поперечного магнитного поля вдоль радиуса простого пятна. Отсюда может быть выведен вертикальный градиент вертикальной составляющей поля ; он равен, согласно измерениям автора, 0,4 гаусс/км в центре пятна. Силовые линии кажутся более горизонтальными в полутени, чем это обычно принималось ; на границе полутени и фотосферы силовые линии параллельны солнечной поверхности, в то время как вне пятна они кажутся снова спускающимися к фотосфере. Во многополюсных группах структура магнитных полей является гораздо более сложной. Лишь в редких случаях автор мог наблюдать четкое сходство между хромосферными структурами и направлениями силовых линий. Однако, магнитные поля, нормальные к фотосфере и могущие достигать 150 гауссов, по-видимому часто существуют в факелах. Некоторые хромосферные извержения кажутся связанными со значительными изменениями поперечного магнитного поля. Но в особенности автор многократно замечал, что извержения могли появиться в областях, где поперечное поле было сравнительно сильным.

Introduction

Les recherches exposées dans ce travail ont eu pour but d'accroître les connaissances acquises sur la polarisation de la lumière solaire, mesurée dans un large domaine spectral. Il a paru en particulier intéressant d'étudier la lumière des centres actifs.

On décrit, dans la première partie, l'instrument, et surtout l'équipement électronique du polarimètre, à l'aide duquel nous avons effectué les mesures de polarisation de la lumière photosphérique.

Dans la deuxième partie, sont exposés les résultats de deux campagnes d'observation. La polarisation de la lumière des taches, jusqu'ici très mal connue, a pu notamment être étudiée en détail.

Nous proposons, dans la troisième partie, une interprétation selon laquelle ce phénomène résulterait de « l'intensification magnétique » des raies présentes dans le domaine spectral étudié ; la décomposition d'une raie saturée, dans un champ magnétique transversal, doit en effet s'accompagner d'une polarisation partielle de la lumière. Nous avons calculé, moyennant un certain nombre d'approximations, la polarisation créée par un champ donné dans le spectre solaire.

On est alors en mesure de déduire des mesures

de polarisation le champ magnétique transversal qui règne dans la photosphère. Cette propriété est très intéressante car les magnétographes classiques mesurent généralement la composante longitudinale du champ. Les données nouvelles obtenues par notre procédé, relatives principalement à la direction des lignes de force dans les taches, sont décrites dans la quatrième partie de cet exposé.

Ce travail n'aurait pu être mené à bien sans l'aide que m'ont apporté un grand nombre de personnes. Qu'il me soit permis de remercier ici :

M. A. Danjon qui m'a accueilli avec bienveillance dans son Observatoire où j'ai eu la chance de pouvoir utiliser une installation astronomique nouvelle.

M. A. Dollfus qui m'a initié à l'étude expérimentale de la polarisation en astronomie et qui a dirigé ce travail, rendant possible, par l'attention qu'il a bien voulu lui accorder, sa réalisation avant le minimum d'activité solaire.

M. G. Olivieri grâce à qui j'ai toujours pu consulter très rapidement les films et les photographies solaires de l'Observatoire de Meudon.

M. R. Chemin qui a dessiné les plans du polarimètre utilisé pour les observations.

PREMIÈRE PARTIE

Réalisation d'un amplificateur pour la polarimétrie photoélectrique

1. Description générale du polarimètre.

Principe du polarimètre.

Le principe du polarimètre étudié dans ce travail est dû à B. Lyot [24] [25]. L'instrument fut ensuite amélioré par A. Dollfus et utilisé pour l'étude du Soleil. Une courte description de l'appareil a déjà été publiée [10]. Elle sera suivie d'un exposé plus complet des caractéristiques optiques du polarimètre.

La figure 1 donne le schéma de principe de l'ensemble : la lumière que l'on veut analyser rencontre d'abord des compensateurs de polarisation qui permettent de faire les mesures par méthode de zéro. Puis elle traverse un modulateur, disque tournant comprenant un ensemble de lames biréfringentes, destiné à faire varier périodiquement de 90° la direction de polarisation de la lumière. Le faisceau lumineux est ensuite séparé par un prisme biréfringent et envoyé sur deux cellules photoélectriques montées en opposition ; la lumière naturelle traverse sans modification le modulateur et ne donne aucun signal électrique au point milieu des deux cellules ; la lumière polarisée y crée au contraire un courant alternatif que l'on amplifie et que l'on redresse avant de l'envoyer sur un appareil de mesure.

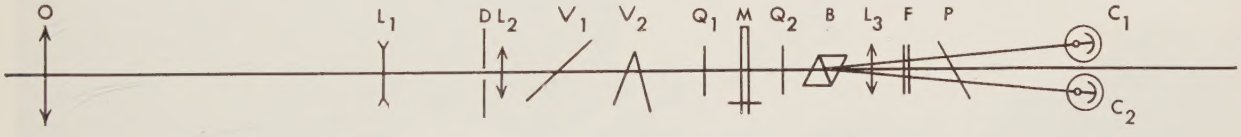

Fig. 1. — Plan optique du polarimètre :

O : Objectif. Diamètre 10 cm. Distance focale 4 mètres.
L_1 : Lentille d'agrandissement formant une image du Soleil sur D.
D : Diaphragme de champ.
L_2 : Lentille formant une image de O sur M.
V_1 : Compensateur pouvant introduire de fortes polarisations.
V_2 : Compensateur d'Arago, à grand champ, polarisant peu.
Q_1 : Lame quart d'onde.
M : Lame tournante constituant le modulateur.
Q_2 : Lame quart d'onde.
B : Prisme biréfringent de Wollaston, en spath.
L_3 : Lentille formant une image de M sur C_1 et C_2.
F : Filtre coloré.
P : Polariseur partiel pour l'équilibrage des flux envoyés sur C_1 et C_2,
C_1 et C_2 : Cellules au césium sur antimoine.

Les facteurs qui limitent la sensibilité du polarimètre sont les suivants :

si l'on étudie des flux compris entre 0.1 et 100 µlm, le seuil de l'appareil est imposé par les fluctuations statistiques du signal photoélectrique. On obtient donc la sensibilité maximale permise par le récepteur.

Lorsque l'on étudie des flux plus faibles, les

mesures sont perturbées par des fluctuations électriques engendrées par l'amplificateur.

Enfin, si l'on étudie des flux très grands, la plus petite proportion de lumière polarisée décelable atteint une valeur donnée que l'on ne peut dépasser. Cette limite est due aux imperfections du modulateur et du redresseur.

Depuis la première description du polarimètre, un certain nombre d'améliorations, portant sur le système optique et sur l'électronique, ont été apportées, qui ont augmenté la sensibilité de l'instrument. On trouvera seulement dans ce travail la description de l'ensemble électronique tel qu'il a été finalement adopté.

Caractéristiques de la lunette associée au polarimètre.

L'objectif de la lunette utilisée a un diamètre de 10 cm et une distance focale de 4 m. Les rayons lumineux sont donc voisins de la normale aux surfaces de verre et sont très peu polarisés par la traversée de l'objectif. D'autre part, on sélectionne la lumière à analyser uniquement sur l'axe optique de la lunette [10].

Nous avons utilisé, associée à l'objectif précédent, une lentille divergente de 10 cm de distance focale qui agrandit 3 fois l'image ; elle n'introduit que des polarisations inférieures ou égales au dix-millième, dont la constance peut être assurée à 10 % près.

Le problème de la polarisation instrumentale se pose à nouveau pour le diaphragme de champ. En effet, avec un objectif de 4 m de distance focale et un agrandissement de 3, on doit, pour sélectionner un champ de 5″, utiliser un diaphragme de 0,3 mm de diamètre.

Si ce diaphragme est taillé dans une lame de métal d'une épaisseur de 0,2 à 0,5 mm, la profondeur du trou sera du même ordre de grandeur que son diamètre. Il pourra donc y avoir des réflections multiples sur les parois de l'orifice et une polarisation partielle de la lumière transmise.

D'ailleurs, même si l'on pouvait réaliser un diaphragme infiniment mince, on aurait encore à craindre une polarisation partielle de la lumière transmise : on sait en effet que la lumière diffractée par le bord d'un écran est polarisée de façon complexe (6) ; ce phénomène est difficilement calculable et nous avons dû l'étudier expérimentalement.

Réalisation mécanique et montage du polarimètre.

Après qu'un prototype du polarimètre eût été construit et expérimenté par A. Dollfus, il parut utile de refaire un nouvel instrument dans lequel on pourrait introduire de nouveaux perfectionnements optiques et électroniques.

Deux exemplaires du polarimètre furent réalisés ; la figure 2 montre l'appareil. La figure 3 montre l'installation réalisée à l'Observatoire de Meudon, notamment la lunette dont le tube de 4 m porte l'objectif de 10 cm de diamètre. Au foyer se trouve le polarimètre, porté par une cage qui peut tourner sur elle-même en même temps que l'objectif, ce qui assure la constance de la polarisation instrumentale.

2. L'amplificateur.

Choix de la largeur de la bande passante.

Le signal photoélectrique est un courant périodique de forme carrée, décomposable en un fondamental et des harmoniques d'amplitudes décroissantes, qui est détecté, à la sortie de l'amplificateur, par un redresseur synchrone. Le rapport du signal au bruit de fond étant plus grand pour le fondamental que pour les harmoniques, il faut faire en sorte que ceux-ci ne soient pas amplifiés.

D'autre part, on doit donner à l'amplificateur une bande passante relativement large, de façon à réduire le plus possible les déphasages. Cela est possible puisque l'on a la possibilité de modifier la sélectivité de l'ensemble électronique en agissant sur la constante de temps de l'appareil de mesure qui suit le redresseur synchrone.

Choix de la fréquence de travail.

L'étage d'entrée de l'amplificateur est à très haute impédance et il importe de moduler à une fréquence suffisamment basse pour que la diminution du signal dûe aux capacités parasites ne soit pas prohibitive.

Nous travaillons à une fréquence de 20 Hz. La bande passante de l'amplificateur est limitée inférieurement vers 5 Hz par les capacités de liaison des différents étages. Le premier harmonique du signal étant à 60 Hz, on voit qu'il faudra que le gain redevienne nul aux environs de cette fréquence.

Le choix d'une telle bande passante, évitant les fréquences 50 et 100, a permis alors de tolérer dans l'alimentation une ondulation résiduelle qui aurait

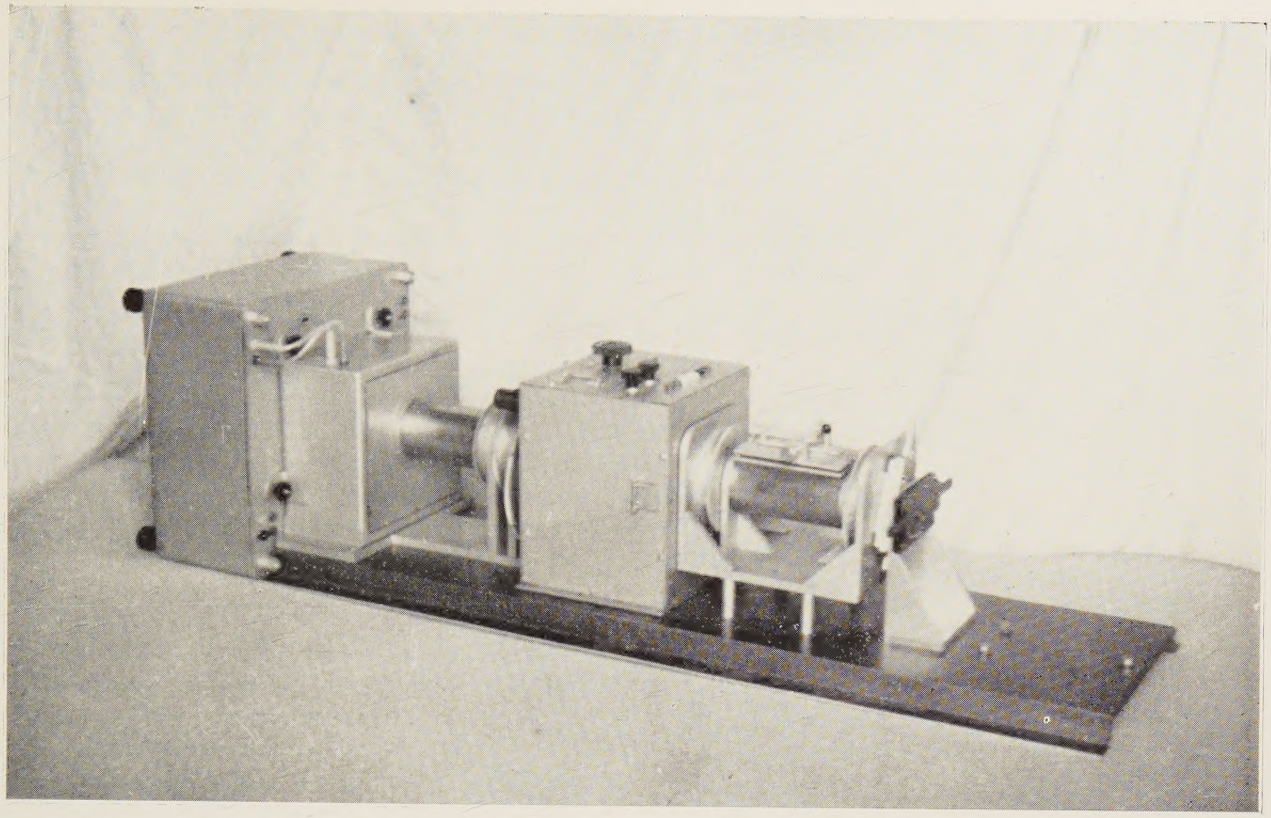

FIG. 2. — Le polarimètre (longueur 1 mètre).

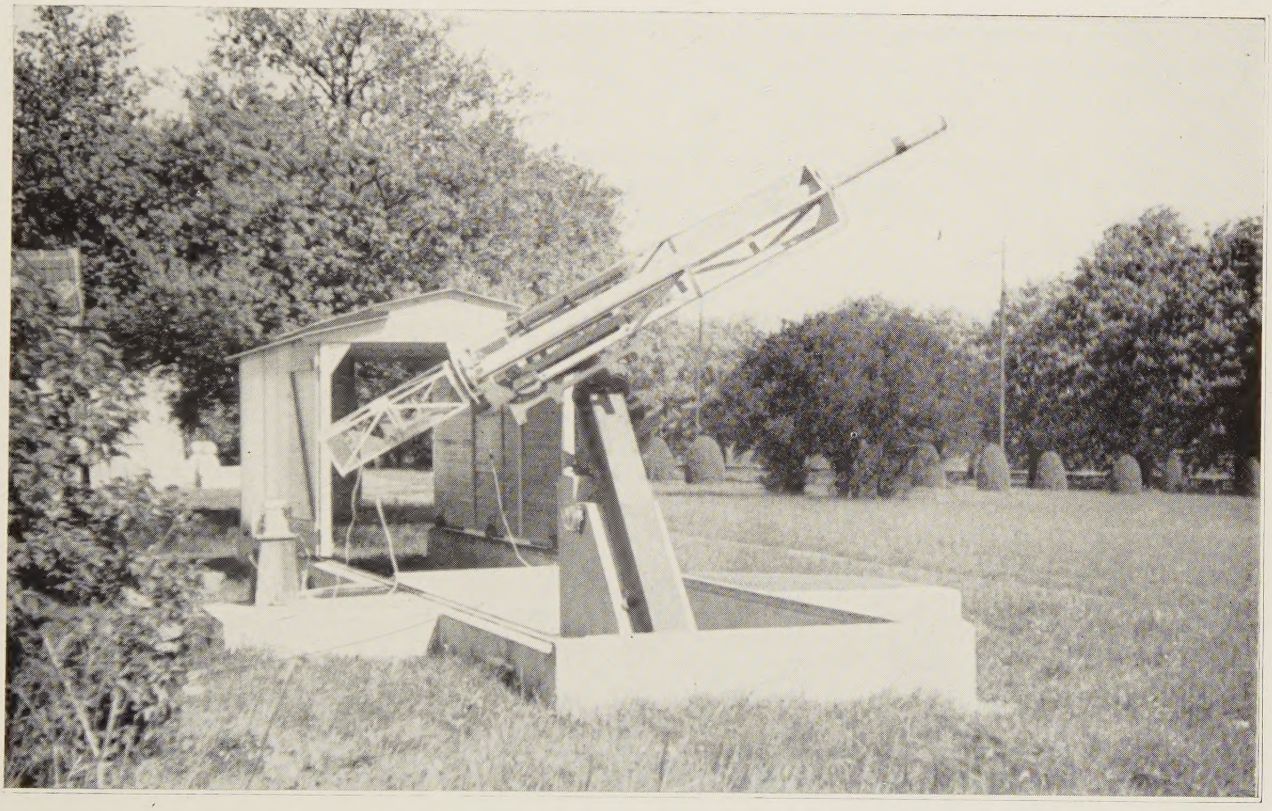

FIG. 3. — Le polarimètre monté sur son équatorial.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41538127_0024

été normalement prohibitive. En effet, l'obtention du courant continu nécessaire pour chauffer les tubes est un peu délicate. On peut recourir à des accumulateurs mais cette sujétion rend l'emploi du polarimètre moins commode. Si d'autre part, on se contente de redresser en double alternance le courant sinusoïdal du secteur, il existe dans un amplificateur à fort gain une ondulation prohibitive.

C'est pourtant la solution que nous avons adoptée, mais en éliminant totalement dans l'amplificateur les fréquences 50 et 100 par des circuits sélectifs convenables ; l'ondulation devient alors très faible et l'alimentation reste d'une très grande simplicité. Quant aux circuits sélectifs, ils servent de plus à définir la bande passante désirée.

Réalisation de l'amplificateur.

On a donc prévu dans l'amplificateur, en deux endroits, un « T ponté » monté en liaison directe entre deux étages. L'un d'eux coupe la fréquence 50, l'autre la fréquence 100.

Ces circuits ont pour nous l'inconvénient de transmettre trop bien les basses fréquences ; pour maintenir le maximum de la bande passante de l'amplificateur autour de 20 Hz, on a donc choisi, entre les autres étages, des capacités de liaison assez petites.

Enfin, on réduit encore les fréquences supérieures à 100 Hz par des capacités en dérivation ajoutées aux « T pontés », ou bien, constituant avec les capacités passe-haut un troisième circuit sélectif. La figure 4 donne la bande passante des trois circuits sélectifs réalisés et la courbe de sélectivité résultante.

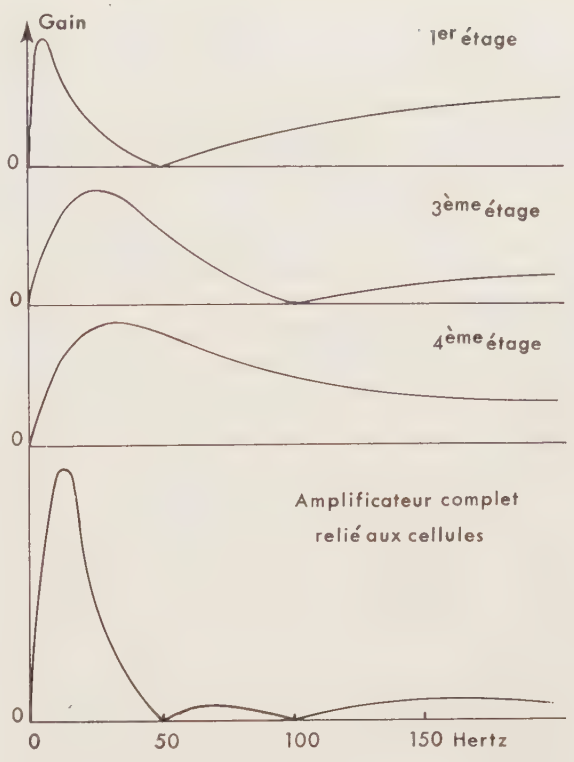

Fig. 4. — Sélectivité des différents étages de l'amplificateur.

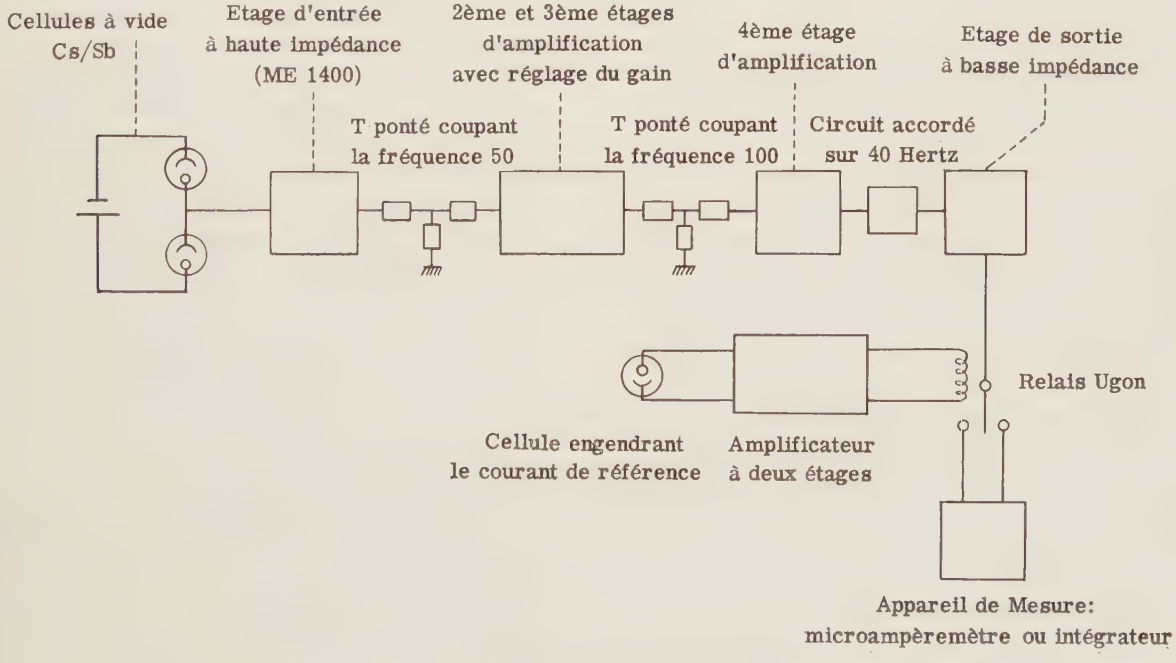

Fig. 5. — Plan électrique du polarimètre.

La figure 5 donne un plan schématique de tout l'ensemble électronique. Le gain en tension de l'amplificateur principal est de l'ordre de 6000. La linéarité est bonne tant que le signal de sortie, fourni sous une impédance de quelques centaines d'ohms, ne dépasse pas la valeur de 2 V. Cela est suffisant étant donné d'une part que les mesures sont le plus souvent faites par méthode de zéro, d'autre part que les lectures sont effectuées sur un microampèremètre.

Les deux amplificateurs sont contenus dans un boitier métallique suffisamment réduit pour que l'on puisse le fixer à l'extrémité du polarimètre, sur la lunette.

Le redresseur synchrone.

B. Lyot utilisait pour le redressement des contacts entraînés mécaniquement par le modulateur. Mais ce dispositif était assez fragile et nous avons étudié un redresseur plus robuste et plus reproductible.

Le modulateur porte sur sa périphérie des ailettes opaques ; elles occultent périodiquement un faisceau lumineux qui éclaire une cellule photoélectrique. On obtient ainsi un courant de même fréquence que le signal.

Après amplification, ce courant synchrone alimente le bobinage d'excitation d'un relais subminiature du type « Ugon ». Un courant de 1 mA, fourni sous une impédance de 15000 Ω, suffit à déclencher ces relais qui, étant très légers, peuvent basculer jusqu'à plusieurs centaines de fois par seconde. On dispose donc d'un inverseur fonctionnant de façon bien reproductible à la même fréquence que le signal étudié.

Une étude du relais a montré que la durée minimale du temps de basculement était de l'ordre de 10^{-3} s ; les inégalités de redressement, d'une période à l'autre, qui font varier la proportion de courant redressé dû à la modulation parasite (modulation de lumière naturelle par le modulateur) et introduisent un véritable souffle, ne peuvent donc intervenir que pendant 4 % du temps au maximum.

On pourrait encore améliorer le redressement en utilisant une bascule électronique, comme par exemple le modulateur en anneau. Ce circuit présente l'inconvénient de mélanger le signal de référence et le courant à redresser, le premier s'éliminant en principe par symétrie des éléments. J'ai étudié de tels redresseurs constitués soit par des diodes au germanium, soit par des transistors [23]. Leur emploi nécessite une complication notable de l'ensemble électronique relatif au courant de référence, si l'on veut obtenir un fonctionnement satisfaisant.

Réduction de l'influence de la modulation parasite.

La modulation parasite entraîne l'apparition, sur la grille de la lampe d'entrée de l'amplificateur, d'un signal périodique proportionnel au flux de lumière naturelle incident. Ce signal périodique peut être décomposé en un fondamental à la fréquence de rotation du disque et en divers harmoniques d'amplitudes et de phases complexes.

On diminue évidemment beaucoup l'intensité du signal de sortie de l'amplificateur, dû à la modulation parasite, si le signal étudié est à une fréquence telle que l'harmonique correspondant de la modulation parasite soit peu intense. L'expérience a montré que le fondamental est le terme le plus important de la modulation parasite. C'est pourquoi nous utilisons un modulateur à 8 secteurs dans lequel la fréquence du signal est quatre fois supérieure à la fréquence de rotation du disque.

On obtient alors, à la sortie de l'amplificateur, un courant dû à la modulation parasite, d'intensité déjà réduite, de forme et de phase complexes. Si le redresseur était parfait, il ne détecterait que la composante en phase de ce courant parasite que l'on pourrait compenser comme un signal polarisé quelconque. En fait, une petite partie de la modulation parasite est redressée de façon variable, d'où l'apparition de fluctuations.

J'ai cependant pu mesurer une proportion de lumière polarisée de 5.10^{-6} dans un flux de 2000 μlm. Cette valeur est obtenue pour une durée d'intégration de quelques secondes ; mais on gagne peu en augmentant la constante de temps car la précision est limitée par des variations lentes du zéro.

Pour pouvoir déceler une proportion de lumière polarisée encore plus petite, il faudrait augmenter le flux lumineux analysé par le polarimètre ; mais on en vient déjà, si l'on veut mesurer une proportion de lumière polarisée de 10^{-6}, à faire débiter aux cellules un courant relativement très intense de 1μA. D'autre part, la grille du tube d'entrée de l'amplificateur reçoit en entier le signal photoélectrique dû à la modulation parasite. Si cette lampe est très bien isolée, comme elle doit l'être si l'on veut pouvoir analyser des flux faibles, elle sera vite saturée. On voit donc qu'il serait difficile, pour étudier des flux trop intenses, de conserver le même amplificateur, et peut-être d'utiliser le même récepteur, que pour l'étude des flux forts, moyens ou faibles.

3. L'étage d'entrée de l'amplificateur.

Différentes sources de fluctuations électriques dans le polarimètre.

La plupart des fluctuations qui limitent la sensibilité du polarimètre proviennent, au moins lorsque l'on étudie des flux moyens ou faibles, des cellules et de la lampe d'entrée de l'amplificateur.

A la température ambiante, on peut admettre que le souffle du courant d'obscurité de bonnes cellules au césium sur antimoine est de l'ordre de 10^{-16} A/Hz. Ce courant est plus faible que le souffle de l'étage d'entrée de l'amplificateur.

Le but de cette étude est donc de construire un amplificateur ayant un bruit de fond propre très petit, de façon que les fluctuations statistiques du signal photoélectrique restent prépondérantes pour des flux aussi faibles que possible.

Parmi les différentes espèces de fluctuations qui, dans un amplificateur, limitent généralement la sensibilité, trois phénomènes pourront être négligés ici. Ce sont, d'une part, l'*effet de grenaille pur* dû à la structure granulaire du courant qui traverse le tube ; d'autre part, le *bruit de partition* dû au partage des électrons entre les diverses électrodes ; enfin, le *souffle thermique* de la résistance d'entrée.

Il faut par contre faire intervenir :

— *L'effet de scintillation* dû aux variations d'émission du filament ; c'est un phénomène très complexe qui a été notamment étudié par J. G. Van Wijngaarden et K. M. Van Vliet [43] dans le cas des tubes électromètres. Dans l'état actuel des recherches, il semble que seule une sélection empirique permette de trouver des lampes ayant un faible bruit de scintillation.

— Une nouvelle source de fluctuations apparaît lorsque, comme c'est le cas dans notre amplificateur, la grille de la lampe est très bien isolée. Si i_{g+} et i_{g-} sont respectivement les composantes ioniques et électroniques du courant de grille, les fluctuations statistiques du courant $i_g = |i_{g+}| + |i_{g-}|$ font varier le potentiel de la grille d'autant plus qu'elle est mieux isolée.

Il faut donc réduire le courant de grille. La composante ionique de celui-ci est due principalement, d'une part à l'émission de la grille sous l'influence de la chaleur de la cathode ; d'autre part, à l'ionisation du gaz résiduel du tube par suite des collisions entre les électrons et les molécules de ce gaz. Quant à la composante électronique elle est due au courant normal du tube dont une faible partie est captée par la grille.

Lorsque la grille du tube est parfaitement isolée, son potentiel s'ajuste à une valeur telle que les courants ioniques et électroniques se compensent exactement ($|i_{g+}| = |i_{g-}|$). Pour réduire le courant i_g il suffit donc d'agir sur le courant i_{g+}.

Pour réduire le plus possible le courant ionique on doit d'abord choisir des tubes bien vidés, tels les tubes électromètres, et les faire fonctionner dans l'obscurité. Les potentiels des électrodes positives sont abaissés de façon que le courant anodique se fixe à une valeur très faible, de l'ordre de quelques microampères. Mais le gain du tube diminue évidemment et il importe de savoir jusqu'où l'on peut aller dans cette voie sans diminuer le rapport du signal au bruit de fond.

Comparaison des différents bruits de fond à la sortie de l'amplificateur.

La grille du tube d'entrée ayant un isolement d'au moins 10^9 Ω, ce sont en fait les capacités parasites, voisines de 10 cm, qui déterminent l'impédance d'entrée de l'amplificateur. Par suite, l'amplification d'un signal fourni par les cellules sous forme d'un courant donné décroît harmoniquement avec la fréquence.

Les fluctuations du courant photoélectrique sont évidemment amplifiées de la même façon si bien que leur spectre, à la sortie de l'amplificateur, est plus riche vers les basses fréquences. Les variations du courant de grille de la lampe d'entrée donnent elles aussi des fluctuations dont l'énergie décroît avec la fréquence puisque la capacité d'entrée court-circuite aussi le courant grille.

Il n'en est pas de même pour l'effet de scintillation qui donne naissance à des variations Δi_a du courant anodique. Ce souffle n'est pas dérivé par la capacité d'entrée ; mais il se trouve qu'il a un spectre plus riche vers les basses fréquences (Δi_a^2 est à peu près inversement proportionnel à la fréquence). Aussi présente-t-il à la sortie de l'amplificateur une variation spectrale analogue, pour des raisons différentes, à celle des autres bruits de fond et du signal.

Il en résulte qu'en première approximation *le rapport du signal au bruit de fond ne dépend pas de la fréquence de travail.*

Lorsque l'on analyse des flux lumineux assez importants, les fluctuations les plus intenses sont les variations statistiques du signal photoélectrique ; dans ce cas, les performances du tube

d'entrée n'influent pas sur le rapport du signal au bruit de fond.

Dans l'étude des flux très faibles, on doit comparer le signal, d'une part, au bruit de scintillation, d'autre part, aux fluctuations du courant de grille. Dans les tubes ordinaires, les fluctuations du courant de grille donnent un souffle beaucoup plus intense que l'effet de scintillation. Dans ce cas, l'affaiblissement du signal et du bruit par la capacité d'entrée et leur amplification par le tube ne modifient pas le rapport du signal au bruit de fond.

Mais si l'on arrive à rendre les fluctuations dues au courant de grille inférieures au bruit de scintillation, on augmentera le rapport du signal au bruit de fond :

— en diminuant la capacité d'entrée ; le tube d'entrée doit être une pentode ;

— en choisissant un tube à forte pente.

Indications générales sur le fonctionnement du tube d'entrée.

Les lampes utilisées [10] furent d'abord des pentodes sélectionnées du type 6J7. On peut vérifier que, dans ces tubes, ce sont les fluctuations du courant de grille qui introduisent le bruit de fond le plus important. On doit donc abaisser les potentiels de la plaque et de l'écran pour réduire le courant anodique et, par suite, le courant de grille. On pourrait sans doute diminuer ce dernier jusqu'à ce que ses fluctuations deviennent inférieures au souffle dû à l'effet de scintillation. Mais il faudrait pour cela réduire tellement le débit anodique que le tube, non seulement n'amplifierait plus, mais encore affaiblirait considérablement le signal.

Nous avons fait finalement fonctionner les 6J7 avec une intensité anodique de 10 μA ; le gain en tension du tube est alors de 2,5 ; l'impédance d'entrée de 10^9 Ω environ. A la sortie des meilleures 6J7, les variations du courant de grille engendrent en elles des fluctuations dont l'énergie est à peu près égale à celle que représente un courant de 5.10^{-15} A, circulant dans le circuit de la cellule. Avec une 6J7 exceptionnelle, ce chiffre s'abaissait même à $2{,}5.10^{-15}$ A/Hz.

Le tube électromètre ME 1400.

Cependant, les bonnes 6J7 ayant disparu du commerce, nous avons recherché une lampe qui ait les mêmes propriétés, identiques d'un élément à l'autre si possible. Nous avons finalement choisi la lampe électromètre du type ME 1400. La figure 6 reproduit la caractéristique de grille de ce tube. Lorsque la grille est « en l'air », elle s'ajuste automatiquement au potentiel de — 0,8 V, tel que les deux composantes du courant de grille, qui valent chacune 3.10^{-11} A, se compensent exactement. Les fluctuations statistiques de ce courant doivent donc valoir approximativement 5.10^{-15} A/Hz.

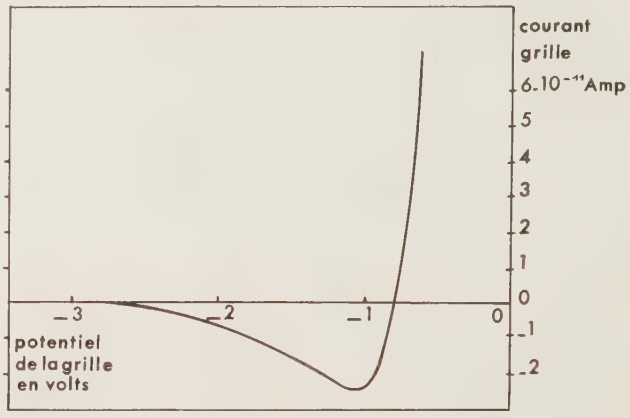

Fig. 6. — Caractéristique de grille d'un tube ME 1400.

On mesure effectivement des souffles très voisins dans des ME 1400 travaillant avec une intensité anodique de 160 μA, dont le gain en tension est alors égal à 8. Cette performance n'égale pas celle d'une 6J7 exceptionnelle mais elle est la même que celle que l'on peut obtenir avec de très bonnes 6J7 sélectionnées déjà parmi un nombre important de tubes. Or on obtient ce résultat avec un tube de série et il reste valable lorsque l'on passe d'un élément à l'autre.

On voit cependant que la valeur précédente diffère encore d'un facteur 40 du souffle des cellules au césium sur antimoine.

Possibilité et intérêt d'une amélioration ultérieure de l'étage d'entrée.

Pour diminuer encore le bruit de fond de l'amplificateur, on pourrait employer des lampes électromètres subminiatures. Ainsi, dans le tube du type ME 1403, le courant de grille est en principe 300 fois plus faible que dans le ME 1400.

G. E. Kron a effectivement montré [19] que, si l'on utilise des tubes électromètres subminiatures, les fluctuations prépondérantes sont dues à l'effet de scintillation. Pour améliorer le rapport du signal au bruit de fond, on doit alors diminuer le plus possible la capacité d'entrée ; c'est ce qu'a fait cet auteur en introduisant dans son amplificateur une contre-réaction dont l'effet est de compenser l'influence des capacités parasites.

On obtient alors un amplificateur dont le bruit de fond est inférieur aux fluctuations du courant d'obscurité d'une cellule au césium sur argent oxydé

refroidie (et par conséquent d'une cellule au césium sur antimoine à la température ambiante).

Nous n'avons pas utilisé ces procédés qui sont assez délicats : il est évident que, si l'on doit mesurer systématiquement des flux faibles, il est plus simple d'employer des photomultiplicateurs que des cellules ordinaires.

En physique solaire, qu'il s'agisse de l'étude de la photosphère ou de celle de la couronne, nous travaillons toujours avec des flux suffisamment intenses pour que, étant données les précautions indiquées plus haut, les fluctuations propres de l'amplificateur soient toujours plus faibles que que le souffle du signal photoélectrique.

4. Réalisation d'un intégrateur simple.

Principe de l'appareil.

Nous avons construit un intégrateur dont le principe est le suivant : au lieu de mesurer directement sur un microampèremètre le courant continu qui sort du redresseur, on l'envoie sur un réseau intégrateur classique, à capacité-résistance, dont la constante de temps est de 2 mn. Il faut ensuite mesurer la différence de potentiel aux bornes du condensateur. Cette mesure serait difficile à effectuer en courant continu ; c'est pourquoi je mesure la différence de potentiel en question après l'avoir modulée par un relais Ugon qui oscille à 25 Hz environ. Un étage amplificateur suit ce modulateur ; puis le signal est détecté par des diodes au germanium. On obtient enfin sur un microampèremètre une lecture proportionnelle à la tension qui existe aux bornes du condensateur, et cela sans dérives grâce à la modulation auxiliaire. Le relais qui effectue le changement de fréquence est excité par un multivibrateur.

La figure 7 donne le schéma de principe de l'intégrateur. L'appareil a été construit dans un boitier séparé, avec ses piles, de façon qu'il soit autonome. Il peut en effet être utilisé avec profit à la suite de beaucoup de dispositifs électroniques qui délivrent un signal continu mélangé à un bruit de fond.

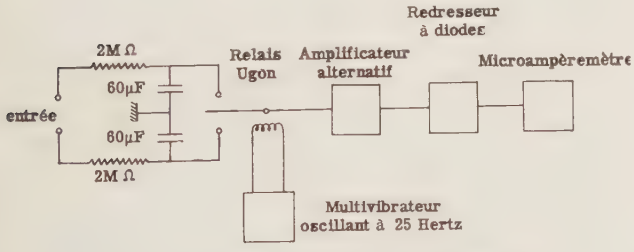

Fig. 7. — Schéma de principe de l'intégrateur.

Estimation de l'amélioration du rapport du signal au bruit de fond.

On a montré qu'effectuer la sommation d'un signal périodique mélangé à un bruit de fond était équivalent, en ce qui concerne le rapport du signal au bruit, à un filtrage dans lequel on transmet plusieurs bandes, également espacées, dont la largeur est d'autant moins grande que la durée de sommation est plus longue [39]. Lorsque le bruit de fond est aléatoire, stationnaire, d'ordre 2, il existe une relation simple entre l'intensité et la largeur des bandes de transmission du filtre équivalent et les paramètres de la sommation.

On ne peut pas appliquer directement les formules qui traduisent cette équivalence à notre intégrateur ; en effet, d'une part l'intégrateur à capacité-résistance n'est pas parfait puisque sa réponse est exponentielle et non linéaire ; d'autre part, rien ne permet d'affirmer, qu'après le passage dans le redresseur synchrone, le bruit de fond ait encore les mêmes caractéristiques. Et il est difficile d'évaluer exactement les modifications qu'apporte le redressement synchrone (modifications du spectre du bruit de fond et de la fonction de corrélation.)

J'ai donc renoncé à calculer rigoureusement l'amélioration qu'apporte, en ce qui concerne le rapport du signal au bruit de fond, l'intégrateur à capacité-résistance. Mais j'ai comparé expérimentalement les mesures effectuées avec et sans intégrateur et constaté que le gain obtenu est, comme on pouvait s'y attendre, sensiblement proportionnel à la racine carrée du temps, si la durée d'intégration est inférieure à 30 s. Le rapport du signal au bruit de fond peut donc être multiplié par un facteur 5 environ, par rapport aux lectures effectuées directement sur un microampèremètre.

Avec l'intégrateur comme sans cet appareil on effectue la mesure de polarisation par méthode de zéro. Mais avec l'intégrateur, la recherche de la compensation exacte du signal de sortie est évidemment plus longue.

Aussi l'appareil s'est-il révélé de peu de secours dans l'étude de la couronne solaire, à l'aide d'un polarimètre, car les variations fréquentes de la brillance du ciel entraînent des dérives lentes qui faussent les résultats. Par contre, il s'est montré précieux dans l'étude de la polarisation de la lumière photosphérique au bord du disque solaire,

5. Caractéristiques finales du polarimètre.

Sensibilité ultime du polarimètre.

On a étudié précédemment les différents facteurs qui contribuent à créer un bruit de fond et limitent la sensibilité du polarimètre. Rassemblant ici les résultats, on peut donner une expression algébrique qui représente l'ensemble des propriétés du polarimètre.

Soit Φ le flux qui entre dans le polarimètre, ce flux étant polarisé dans la proportion x et soit S la sensibilité des cellules. A la sortie de l'amplificateur le signal électrique engendré par la lumière polarisée est proportionnel à la quantité $y = S.x.\Phi$. Les fluctuations du signal photoélectrique engendrent un signal de sortie dont le carré moyen est proportionnel à $2e.S.\Phi.\Delta f$ si Δf est la bande passante de l'ensemble du polarimètre et e la charge d'un électron. Il faut ajouter à ce bruit de fond celui qui est produit par la lampe d'entrée de l'amplificateur. On a vu que dans ce cas il provenait des fluctuations du courant de grille de la lampe d'entrée. Ce souffle, dont le spectre est blanc, est amplifié de la même façon que le signal. Il donne donc à la sortie des fluctuations dont le carré moyen est proportionnel à $2e.i_g.\Delta f$ (où i_g représente comme précédemment la somme des valeurs absolues des différents courants de grille).

Enfin il faut faire intervenir les variations de la modulation parasite dues principalement, comme on l'a vu, aux imperfections du redresseur. Ici nous supposerons encore que le souffle qui en résulte a un spectre blanc, ce qui n'est pas tout à fait exact, les fluctuations étant plus grandes à très basse fréquence. Mais l'erreur commise en agissant ainsi est sans doute peu importante. On peut alors écrire que le carré moyen des fluctuations dues à la modulation parasite est proportionnel à $S^2.\delta^2.\Phi^2.\Delta f$; δ représente la proportion, dans un intervalle de fréquence unité, du flux lumineux incident qui est modulée ou redressée de façon variable. Finalement, l'écart quadratique moyen du signal de sortie de l'amplificateur vaut :

$$\sqrt{\overline{\Delta y^2}} = \sqrt{2e.S.\Phi.\Delta f + 2e.i_g.\Delta f + S^2.\delta^2.\Phi^2.\Delta f}.$$

Si l'on admet que la plus petite proportion de lumière polarisée décelable x est celle pour laquelle on a $y = \sqrt{\overline{\Delta y^2}}$, on trouve :

$$x = \sqrt{\left(\delta^2 + \frac{2e}{S\Phi} + \frac{2ei_g}{S^2\Phi^2}\right)\Delta f}.$$

Supposons que la lecture soit effectuée sur un microampèremètre ordinaire ; on peut alors admettre que $\Delta f = 1$ Hz. Les expériences portant sur des flux intenses suggèrent que δ est de l'ordre de 5.10^{-6}. On peut d'autre part prendre $S = 10^{-10}$ A/lm. Enfin, on a vu que pour le tube d'entrée utilisé on devait avoir $2e.i_g = (5.10^{-15}\ A)^2$. D'où :

$$x = \sqrt{25.10^{-12} + \frac{32.10^{-10}}{\Phi} + \frac{25.10^{-10}}{\Phi^2}}.$$

On voit que, les intensités des trois souffles ayant des ordres de grandeur différents, on peut, en première approximation, diviser les flux étudiés en trois catégories, pour chacune desquelles le souffle est pratiquement dû à une seule cause.

La caractéristique du polarimètre définitif est représentée sur la figure 8. Les points représentent

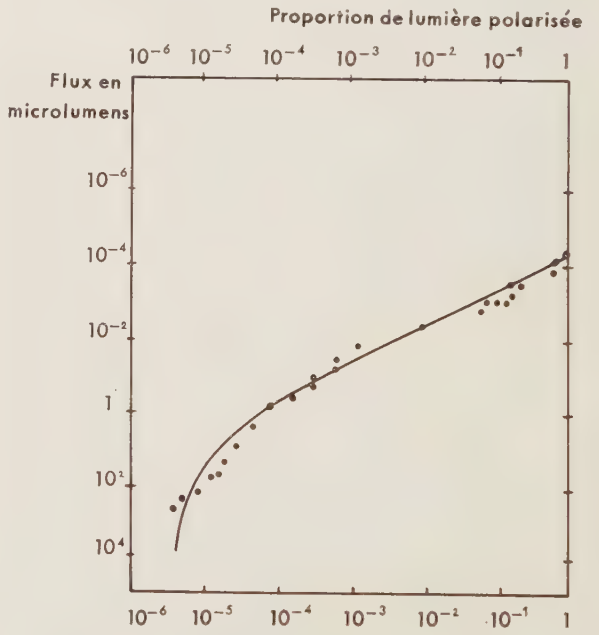

Fig. 8. — Caractéristique du polarimètre.

les mesures effectuées en laboratoire et la courbe est celle dont l'équation a été donnée plus haut. On voit que la courbe est un peu au-dessus des mesures, ce qui est inévitable puisque la transparence de l'ensemble optique et le rendement de la modulation sont légèrement différents de 1. D'autre part une certaine dispersion existe évidemment dans les mesures.

Pour les flux très intenses, le seuil ne dépend plus de la sensibilité des cellules. Par contre, pour les

flux moyens, le seuil du polarimètre varie comme la racine carrée de cette sensibilité. Et, pour les flux faibles, quand le seuil est imposé par les fluctuations de l'amplificateur, la plus petite proportion de lumière polarisée décelable croît en raison inverse de la sensibilité des cellules.

Mentionnons qu'en sélectionnant le tube d'entrée, on peut gagner un facteur 4 environ sur la sensibilité du polarimètre aux flux polarisés peu intenses. J'ai donné sur la figure 7 la caractéristique d'un polarimètre moyen susceptible d'être reproduit à plusieurs exemplaires.

On se rappellera enfin que, pour améliorer les performances du polarimètre pour l'étude des flux très intenses et des flux faibles, il faudrait perdre les avantages d'un appareil unique et avoir plusieurs amplificateurs différents, voire peut-être plusieurs récepteurs photoélectriques.

Améliorations éventuelles, pour la mesure des champs magnétiques.

Le calcul de la polarisation créée par intensifi cation magnétique des raies montre qu'un champ de 20 gauss suffit à créer dans la lumière photosphérique visible une proportion de lumière polarisée de 5.10^{-6}. Tel est donc le seuil de notre polarimètre pour la mesure des champs magnétiques. Cette sensibilité est difficilement améliorable. En effet on remarquera d'abord qu'il ne faut pas compter augmenter le rendement quantique des cellules qui est déjà excellent, de l'ordre de 130 μA/lm pour les cellules construites par M. Lallemand, que nous utilisons. D'autre part, le flux le plus intense que l'on puisse envoyer sur les photocathodes sans les détériorer ne peut être très supérieur à 10^4 μlm ; un très bon polarimètre, affranchi des perturbations que cause la modulation parasite, pourrait déceler dans ce flux une proportion de lumière polarisée de 10^{-6} qui correspond à un champ de 10 gauss...

Dans de telles conditions de travail (flux forts, champs magnétiques faibles) la polarisation croît comme le carré du champ magnétique et la sensibilité du polarimètre croît comme la racine carrée du flux lumineux. Le plus petit champ magnétique décelable croît donc seulement comme la racine quatrième du flux lumineux (et également comme la racine quatrième du temps d'intégration). On voit combien il est difficile de gagner un facteur 2 sur la sensibilité ultime du polarimètre utilisé en magnétographe.

Quant au champ angulaire de l'instrument, on a vu qu'il valait 5″ dans notre cas. Cette valeur est obtenue avec un diaphragme de champ de 0,3 mm, que l'on ne peut plus diminuer sans danger, et un agrandissement de 3 qu'il ne faut pas non plus dépasser sous peine d'introduire de trop fortes polarisations instrumentales. Pour diminuer le champ étudié on ne peut donc qu'augmenter la distance focale de l'objectif. Ainsi, on obtiendrait peut-être un champ de 1″ en éclairant le polarimètre par une grande lunette comme celle de l'Observatoire de Meudon. Pour avoir un flux suffisant il faudrait en effet utiliser un objectif d'au moins 40 cm de diamètre. Mais il n'est pas certain qu'un objectif de cette dimension soit dépourvu de biréfringences et utilisable pour la mesure de polarisations inférieures à 10^{-3}.

C'est donc au prix de grandes complications que l'on pourrait passer des performances actuelles (20 gauss dans un champ de 5″) aux performances théoriques optimum (10 gauss dans un champ de 1″).

Réalisation d'un polarimètre photoélectrique infrarouge.

Nous avons étudié et mis au point la partie électrique d'un polarimètre photoélectrique infrarouge dont le principe est le même que celui du polarimètre décrit précédemment. Mais ici le récepteur se compose de deux cellules photoconductrices au sulfure de plomb à l'aide desquelles on peut faire des mesures de polarisation dans le domaine 0,8-2,5 μ.

L'amplificateur est assez facile à construire car les cellules photoconductrices ont une faible résistance interne. Dans le cas des flux faibles, le bruit de fond qui limite la précision des mesures est celui des cellules. Dans l'étude des flux intenses, outre la modulation parasite, une limitation nouvelle apparaît sans doute, due au fait que, lorsqu'un flux lumineux très intense éclaire ces cellules, leur sensibilité diminue.

J'ai pu déceler une proportion de lumière polarisée de 10^{-3} dans un flux de 2.10^{-8} W. Il faut refroidir les cellules avec de la neige carbonique et intégrer le plus longtemps possible. Cette sensibilité est suffisante pour l'étude de la polarisation infra-rouge des planètes Saturne, Jupiter, Mars et Vénus si l'on éclaire le polarimètre par un télescope de 1 m d'ouverture.

DEUXIÈME PARTIE

Polarimètrie de la lumière photosphérique

1. Études de la polarisation de la lumière photosphérique.

Études antérieures.

Peu de travaux ont été consacrés à la polarisation de la lumière photosphérique. Les premières mesures précises sont dues à B. Lyot [24] qui, observant la lumière au bord du disque solaire, découvrit de faibles polarisations à l'aide de son polarimètre photoélectrique ; à 1′ du bord les proportions de lumière polarisée mesurées variaient entre 2 et 39.10^{-5}. On notera que ces mesures furent effectuées pendant une période de minimum d'activité solaire. Ainsi s'explique le fait que B. Lyot n'ait pas observé la polarisation de la lumière des taches.

En 1958, A. B. Severny et V. L. Kholkova étudièrent photographiquement, à l'aide d'un spectrographe, la polarisation de la lumière du spectre continu photosphérique [34]. Bien que les mesures aient été affectées par d'assez fortes polarisations instrumentales, les auteurs pensent pouvoir affirmer l'existence de polarisations rectilignes atteignant 5 à 8.10^{-2} dans la lumière de régions actives du Soleil.

Cependant, en 1960, H. W. Babcock, qui avait effectué le même travail à l'aide de son magnétographe utilisé en photomètre, concluait que la polarisation rectiligne ou circulaire de la lumière des taches est inférieure à 10^{-2} [3].

La lumière des taches est cependant polarisée linéairement comme le découvrit A. Dollfus en 1958 [11]. Mais la proportion de lumière polarisée mesurable dans l'ensemble du spectre n'atteint jamais 10^{-2}.

Nouvelles observations.

Chacun des auteurs cités précédemment ayant consacré peu de temps à l'étude de la polarisation de la lumière photosphérique, peu de résultats étaient acquis sur ce sujet en 1959. Il convenait de poursuivre les observations.

Du 1er juin au 1er septembre 1959, 600 mesures furent recueillies par A. Dollfus et par moi-même. Elles portaient sur la polarisation de la lumière au bord du disque solaire [12]. Pendant la même période je réunis 2500 mesures de polarisation de la lumière des taches, qui permirent de dégager les principaux aspects du phénomène [21].

Cependant, les mesures de polarisation ne furent effectuées que pour une seule orientation du polarimètre. Autrement dit, on mesurait alors la polarisation de la lumière suivant une seule direction qui était celle du rayon solaire passant par la tache étudiée.

Durant l'hiver 1959-1960, nous pûmes expliquer les polarisations observées par les processus qui sont décrits dans la troisième partie de ce travail ; il devint évident qu'il serait intéressant de reprendre les observations en déterminant cette fois la direction de polarisation.

J'ai donc effectué 2200 mesures du 15 novembre 1960 au 15 janvier 1961, puis 1900 mesures entre le 15 avril et le 15 juin 1961. Presque toutes ces études furent effectuées en utilisant le polarimètre pour la mesure de polarisations rectilignes. Différentes portions du spectre visible, isolées par des filtres dont la bande passante valait quelques centaines d'angströms, furent successivement étudiées.

Au total, plus de 7000 mesures de polarisation ont été recueillies durant une période de deux ans et demi située après le maximum d'activité solaire.

Méthode d'analyse des vibrations lumineuses polarisées.

Les mesures sont faites par méthode de zéro en compensant optiquement les polarisations à mesurer.

L'analyse d'une lumière polarisée linéairement comporte nécessairement deux opérations si l'on veut déterminer la proportion de lumière polarisée et la direction des vibrations prépondérantes.

La meilleure méthode de travail consisterait à déterminer d'abord la direction pour laquelle le signal est nul ; puis, tournant le polarimètre de 45°, à mesurer suivant la nouvelle direction, qui est celle des vibrations prépondérantes, la proportion de lumière polarisée. Cependant, à l'usage, cette méthode s'est révélée peu commode. J'ai préféré

mesurer la proportion de lumière polarisée suivant deux orientations du polarimètre différant de 45°. On détermine ultérieurement, en dépouillant les mesures, la direction de polarisation. Cette méthode a l'inconvénient de rendre moins aisée l'interprétation des phénomènes variables, au cours des observations.

Pour étudier l'ellipticité de la lumière, il suffit de transformer le polarimètre en analyseur de vibrations circulaires. On dispose à cet effet devant le diaphragme de champ une lame quart d'onde dont les axes font un angle de 45° avec les directions de vibrations analysées par le polarimètre. Dans ces conditions, la mesure d'une proportion de lumière polarisée, à l'aide des compensateurs qui sont situés après la lame quart d'onde, fournit directement l'ellipticité du rayonnement étudié.

Dans certains cas (étude de la polarisation de la lumière au bord du disque solaire) la nature et la direction de la polarisation étant supposées connues, une seule mesure suffit.

Étude de la polarisation instrumentale.

L'objectif a comme on l'a vu une très faible ouverture ($f/40$). Grâce à cette précaution, nous n'avons pas trouvé de variation sensible de la polarisation instrumentale quand la distance du Soleil au centre du champ ou bien l'orientation du polarimètre changeaient. Pour la lentille divergente d'agrandissement, cette propriété semblait encore respectée.

Le dernier élément capable de perturber gravement les mesures, s'il polarise un peu la lumière, est le diaphragme de champ. Nous avons indiqué précédemment les raisons qui laissaient penser qu'un diaphragme de petit diamètre (0,3 mm) devait polariser partiellement la lumière qui le traverse ; il importait donc d'étudier expérimentalement ce phénomène.

Ceci n'a pu être fait au laboratoire car on ne sait pas réaliser des sources de lumière naturelle à la précision du cent-millième ou même du dix-millième. L'étude a donc été faite directement sur le Soleil, en étudiant par divers procédés la polarisation de la lumière des taches.

a) Si l'on détermine successivement la polarisation pour deux orientations du polarimètre différant de 90°, on doit mesurer des courants opposés à la sortie de l'instrument ; pour des orientations différant de 180°, on doit retrouver au contraire les mêmes lectures sur l'appareil de mesure. Si ces conditions ne sont pas respectées, la différence est attribuable à la polarisation instrumentale que l'on peut donc étudier ainsi pour divers angles de position du polarimètre.

b) Dans la lumière des taches solaires, la polarisation créée par intensification magnétique des raies doit être trois fois plus grande en bleu qu'en rouge. Au contraire, la polarisation instrumentale, due principalement à des réflections qui varient peu avec la longueur d'onde, reste sans doute à peu près constante d'une extrémité à l'autre du spectre. La comparaison de mesures de polarisation effectuées en bleu et en rouge permet donc en principe de séparer la polarisation instrumentale de la polarisation de la lumière solaire.

c) Enfin, le polarimètre transformé en analyseur de vibrations circulaires doit être insensible aux polarisations créées par intensification magnétique des raies. Les signaux mesurés dans ce cas sont donc d'origine instrumentale.

Le premier procédé ne permet de déceler que des polarisations parasites issues de défauts qui ne sont pas de révolution. De tels phénomènes affectent les mesures relatives à l'ombre des taches qui ont donc été corrigées en conséquence. Dans les pénombres, aucun effet parasite n'a été décelé en faisant varier l'angle de position du polarimètre. Mais les mesures d'ellipticité et l'étude de la variation spectrale de la polarisation laissent supposer l'existence d'une faible polarisation instrumentale ; sa direction serait perpendiculaire aux lignes d'égale brillance. Cette cause d'erreur systématique est du même ordre de grandeur que les erreurs accidentelles et par conséquent est difficile à déceler ; nous n'avons pu en corriger les mesures.

J'ai essayé d'utiliser comme diaphragme de champ une lame de verre argentée ; avant le séchage complet de l'argenture, un petit trou d'environ 0,3 mm de diamètre avait été ménagé par grattage du dépôt métallique. On disposait finalement d'un diaphragme très petit, d'épaisseur négligeable. Or, les observations réalisées sur les taches solaires ont montré que la polarisation instrumentale était dans ce cas à peu près la même que lorsque l'on utilisait un diaphragme métallique plus épais. L'essentiel de la polarisation introduite par cet élément doit donc provenir de la lumière diffractée et non de la lumière réfléchie par les parois de l'orifice.

Perturbations d'origine atmosphérique.

Lorsque l'on observe la photosphère tout près du bord solaire, un autre effet instrumental apparaît, lié sans doute à la fois au phénomène précédent et à l'agitation atmosphérique. Il consiste en

l'apparition d'une polarisation parasite parallèle au rayon solaire.

On peut heureusement obtenir des mesures de polarisation correctes près du bord solaire, en choisissant les périodes de bonnes images.

La lumière du ciel crée par elle-même peu de polarisations parasites gênantes lorsque les mesures de polarisation portent sur la lumière photosphérique. On constate cependant que les nuages constitués de cristaux de glace, tels les cirrus, introduisent des fluctuations ou des dérives lentes même s'ils sont peu épais. Les nuages du genre cumulus et les brouillards ne faussent les mesures que par suite des absorptions de lumière qu'ils produisent.

Par contre, l'état du ciel influe évidemment au plus haut point sur la qualité des observations lorsqu'on se propose d'étudier avec le polarimètre la couronne blanche, en dehors par conséquent du disque solaire.

2. Polarisation de la lumière au bord du disque solaire.

Conduite des observations.

Les mesures recueillies à partir de 1958 montrèrent d'abord que l'étude expérimentale du phénomène ne se présentait pas de façon simple. En effet, un phénomène parasite signalé plus haut fausse les mesures si l'on n'y prend garde. Lorsque les images sont mauvaises, le polarimètre mesure près du bord solaire une polarisation à vibrations prépondérantes radiales, au lieu de la polarisation tangentielle que l'on observe normalement. Mais, lorsque les images sont bonnes, ce phénomène est très atténué et l'on peut apparemment recueillir de bonnes mesures de la polarisation de la lumière photosphérique jusqu'à 0,5′ ou 1′ du bord.

Notre polarimètre permet seulement de mesurer des différences de polarisation. Pour étudier la polarisation de la lumière au bord du disque solaire, nous avons supposé que, par raison de symétrie, la lumière envoyée par le centre du disque n'est pas polarisée. (On admet évidemment que les mesures sont effectuées en dehors des centres actifs). Le polarimètre étant pointé vers le centre du disque, on compense donc le signal photoélectrique dû aux polarisations instrumentales et atmosphériques. Puis, explorant des régions plus proches du bord solaire, on voit apparaître un signal qui représente la différence de polarisation entre le point mesuré et le centre du disque.

Variation centre-bord de la polarisation.

La figure 9 donne le résultat des mesures. Six filtres colorés dont la bande passante valait quelques centaines d'angströms ont été utilisés. La photosphère était explorée point par point, dans un champ de 15″, le long d'un rayon solaire ; le polarimètre était orienté de façon à analyser les vibrations lumineuses parallèles et perpendiculaires à cette direction.

Les vibrations prépondérantes sont toujours perpendiculaires au rayon solaire exploré. A 1′ du bord, la proportion de lumière polarisée vaut environ 7.10^{-4} à 0,4 μ, 4.10^{-4} à 0,5 μ, $1{,}5.10^{-4}$ à 0.6 μ.

Des mesures ont été effectuées pour différents angles de position ; aucune différence notable n'a été trouvée entre les polarisations relevées à une même distance du bord solaire mais à des latitudes héliographiques différentes. D'autre part, les mêmes régions ont quelquefois été étudiées à plusieurs heures d'intervalle, mais, aux erreurs de mesure près, la polarisation observée a paru constante. Ce phénomène de polarisation, constant dans le temps, qui possède la symétrie circulaire, semble bien être caractéristique du Soleil calme.

Accidents de la polarisation mesurée à une distance constante du bord.

Outre les explorations radiales, des observations ont été conduites en étudiant un arc de cercle parallèle au bord solaire, sur plusieurs dizaines de degrés. Les mesures étaient effectuées à environ 1′ du bord, toutes les 15″ ; le champ de l'instrument étant également de 15″, on obtenait un enregistrement continu de la polarisation à 1′ du bord.

Les mesures réalisées, durant quelques journées où les images étaient très bonnes, donnent la proportion de lumière polarisée avec une précision de quelques cent-millièmes.

La figure 10 reproduit un des tracés, parmi une dizaine de graphiques analogues, qui fut obtenu de la sorte. En regard ont été disposées des photographies de la chromosphère, dans la lumière des raies Hα et K3.

On constate qu'un accroîssement de polarisation de 1 à 2.10^{-4} se produit lorsque l'on reçoit la lumière d'une protubérance vue comme un filament sombre sur la chromosphère. Il se produit

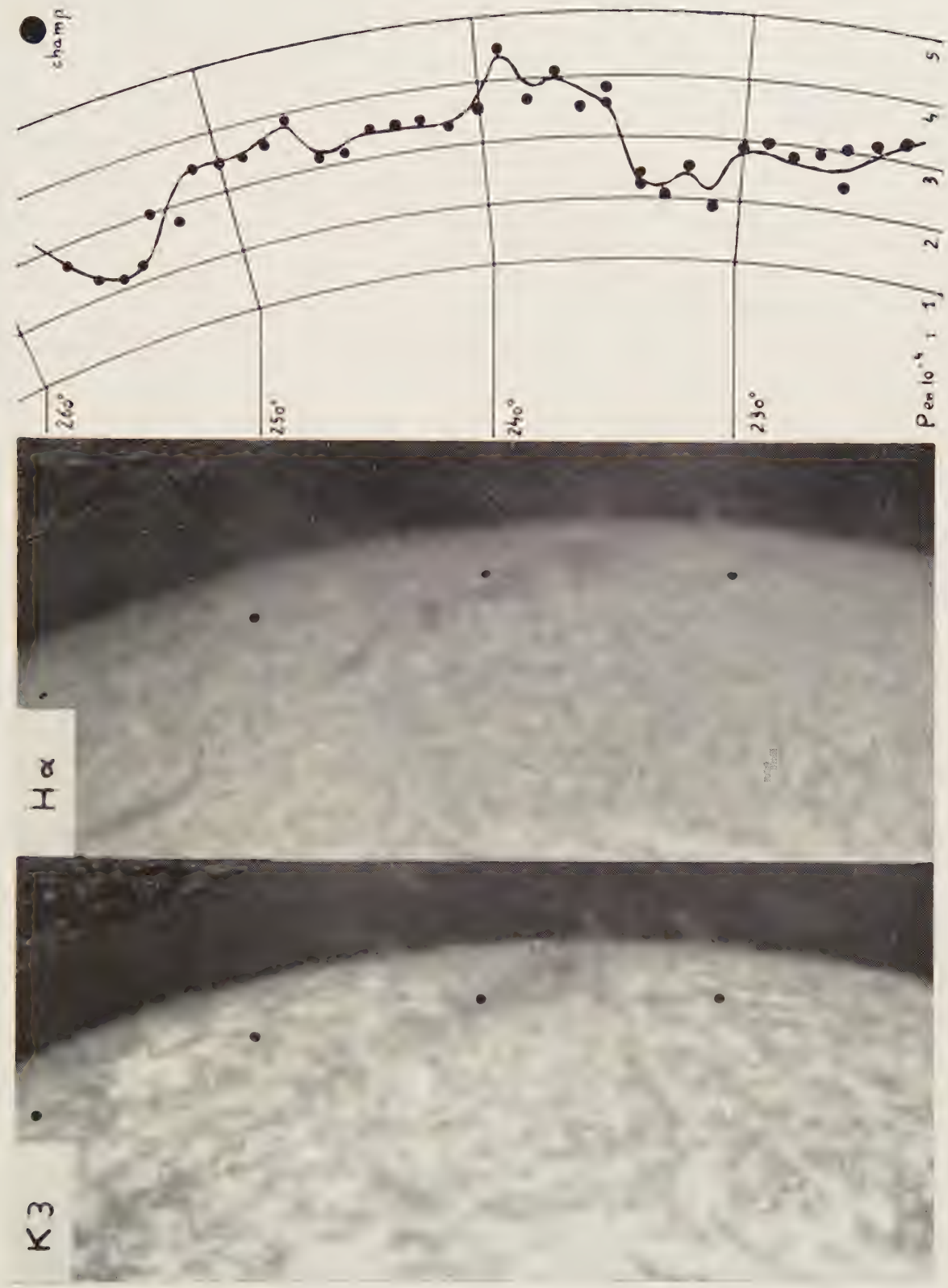

Fig. 10. — Accidents de la polarisation mesuree près du bord solaire.

au contraire une diminution du même ordre lorsque les mesures portent sur une plage faculaire du calcium. Ces écarts se retrouvent semblables en diverses couleurs.

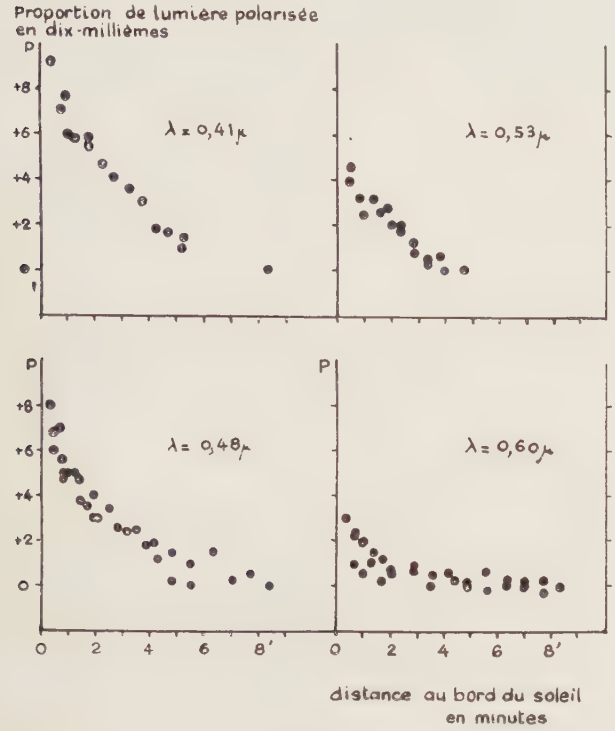

FIG. 9. — Variation centre-bord de la polarisation de la lumière photosphérique.

Interprétation des observations.

Peu après sa découverte, la polarisation de la lumière au bord du disque solaire fut interprétée comme étant due à la diffusion de la lumière par les électrons libres [30]. Des calculs ultérieurs montrèrent qu'il existait un bon accord entre la théorie et les observations [31] [9] mais qu'il fallait tenir compte également de la diffusion par les atomes [40].

Cherchant à expliquer la polarisation de la lumière des taches solaires, nous proposons, dans la troisième partie de ce travail, une interprétation selon laquelle de la lumière polarisée pourrait apparaître, dans les raies seulement, s'il règne un champ magnétique transversal dans le milieu absorbant.

Sans vouloir anticiper sur le résultat final des calculs relatifs à la polarisation de la lumière solaire diffusée, qui peut sans doute expliquer les observations, indiquons que le second mécanisme de polarisation proposé, dû à l'intensification magnétique des raies, peut contribuer de façon importante au phénomène observé.

Les calculs exposés plus loin montrent en effet qu'un champ magnétique de l'ordre de 150 gauss suffirait à expliquer les écarts de polarisation notés près du bord solaire, lorsque les mesures portent sur des plages faculaires ou sur des protubérances.

D'autre part, un champ magnétique à composante horizontale prédominante, dont la direction varierait de façon quelconque sur des distances très petites, non résolues par les instruments solaires existants, entraînerait un accroissement général de la polarisation, analogue à celui que l'on observe, près du bord solaire ; mais il pourrait difficilement être détecté par les magnétographes qui mesurent la composante longitudinale du champ. Dans de telles conditions, la densité d'énergie magnétique est directement proportionnelle à la proportion de lumière polarisée ; elle devrait être égale, pour expliquer à elle seule les observations, à

$$\frac{\overline{H^2}}{8\pi} \simeq 10^3 \text{ ergs/cm}^3$$

3. Polarisation de la lumière des taches solaires.

Conditions d'observation.

Les mesures de polarisation recueillies en 1959 furent effectuées pour une seule orientation du polarimètre. L'appareil décrit précédemment pouvait déceler au laboratoire une proportion de lumière polarisée de l'ordre de 10^{-5}, dans un flux de 100 μlm. L'énergie reçue de la photosphère, à travers un diaphragme de champ de 15″ et un filtre vert clair, était suffisante pour que le polarimètre ait sa sensibilité maximale. Cependant les fluctuations étaient généralement plus fortes qu'au laboratoire, limitant la précision des mesures à une valeur de l'ordre de 5.10^{-5}. Cet effet semblait dû à l'agitation atmosphérique.

Lorsque l'on explorait les taches solaires, les fluctuations étaient plus importantes ; la précision atteignait rarement 10^{-4}. Ce phénomène avait deux causes principales :

— Les variations locales importantes de la brillance dans les taches rendent inévitables des fluctuations de l'intensité du flux de lumière naturelle reçu par le polarimètre.

— La structure des régions qui envoient la lumière

polarisée est sans doute très fine ; l'intensité et surtout la direction du vecteur polarisation varient très sensiblement sur des distances inférieures à 15″. La moindre agitation des images modifie donc considérablement le signal à mesurer. Il en résulte aussi que les fluctuations doivent être à peu près proportionnelles au signal, ce qui se vérifie effectivement.

En 1960 et 1961, le polarimètre amélioré, comprenant notamment une électronique nouvelle, fut utilisé pour les mesures ; la précision des mesures effectuées cette fois dans un champ de 5″, se trouva sensiblement améliorée.

Mais il s'agissait surtout d'étudier en détail l'orientation des polarisations, ce qui fut fait. L'incertitude sur l'angle de position de la direction de polarisation était de l'ordre de 5° ; elle dépendait peu de l'intensité des polarisations mesurées, puisque dans les taches les fluctuations sont à peu près proportionnelles au signal.

Dans toutes ces études, on mesurait seulement des variations de polarisation. On a pris pour origine des polarisations la lumière de n'importe quel point de la photosphère suffisamment éloigné d'un centre actif ou du bord du disque solaire.

Description sommaire de quelques cartes de polarisations.

On a reporté sur les figures 11, 12 et 13 les polarisations mesurées dans quelques taches. On a indiqué sommairement les contours de l'ombre

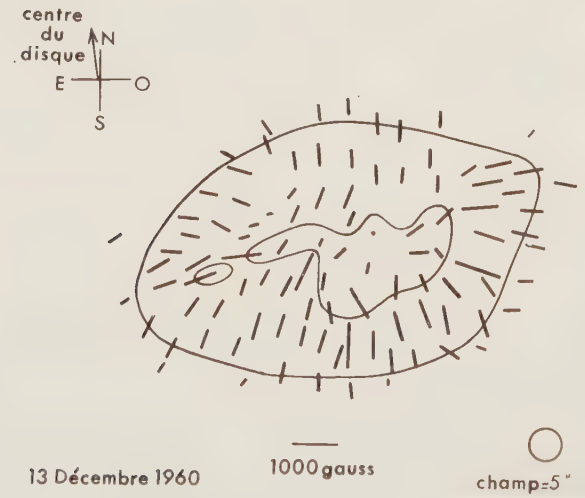

Fig. 11. — Polarisations dans une tache unipolaire voisine du centre du disque solaire.

et de la pénombre et représenté les mesures par des segments dont la longueur est proportionnelle à la racine carrée de la proportion de lumière polarisée.

La figure 11 montre un exemple de tache unipolaire située à 10° seulement du centre du disque. Les polarisations sont bien radiales, encore qu'un prolongement asymétrique de l'ombre modifie de façon évidente la direction des polarisations dans son voisinage.

Sur la figure 12, on peut voir la carte des polarisations dans une tache unipolaire située cette fois à environ 1′ du bord solaire. Ici, les polarisations ne sont plus réparties de façon symétrique autour de la tache : dans la pénombre, elles sont plus grandes dans la partie de la tache qui est la plus proche du bord solaire ; sur la photosphère, c'est le contraire.

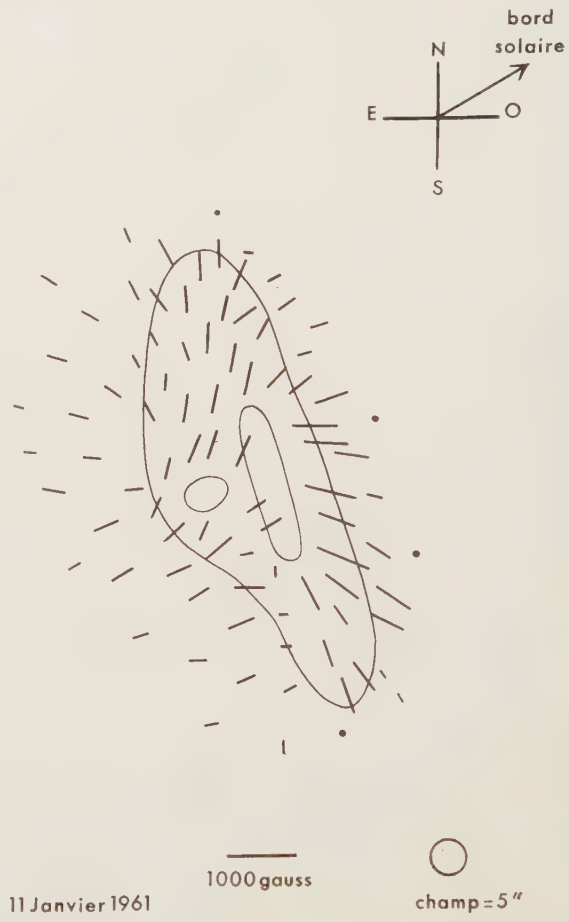

Fig. 12. — Polarisations dans une tache unipolaire voisine du bord solaire.

La figure 13 montre le cas d'un même groupe complexe de petites taches observé à deux jours d'intervalle. La première observation, réalisée quand le groupe était proche du bord, montre une structure des polarisations organisée bien que compliquée. Deux jours plus tard, le groupe est plus proche du centre du disque ; mais surtout, il s'est

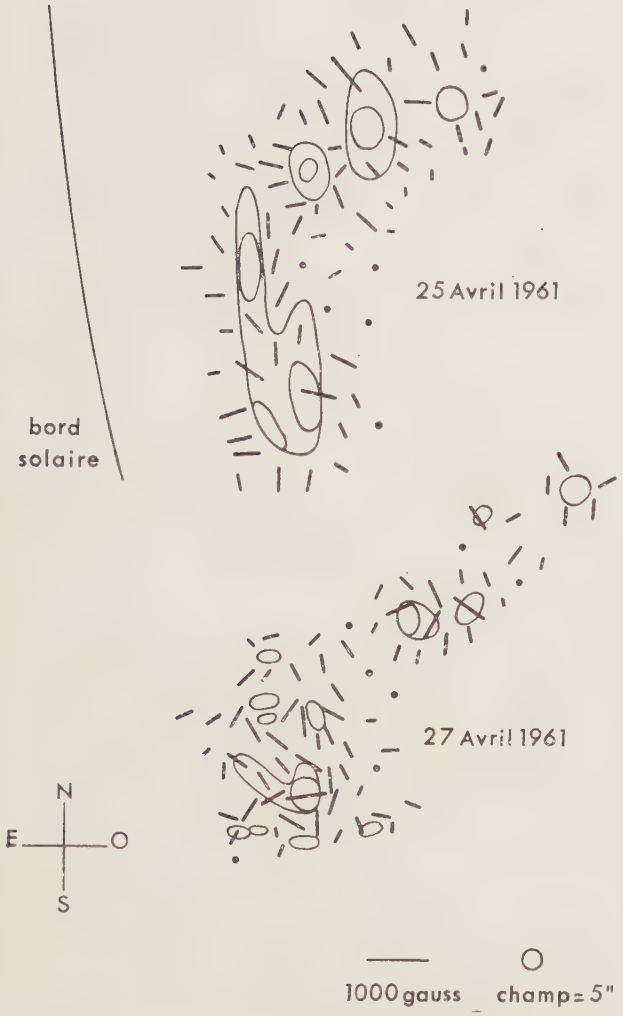

FIG. 13. — Polarisations mesurées, dans un groupe complexe, à deux jours d'intervalle.

encore morcelé et les polarisations présentent alors un aspect inextricable.

Variations dans le temps des polarisations observées.

Les polarisations mesurées varient d'un jour à l'autre, parfois même d'une heure à l'autre. On peut classer ces variations en plusieurs catégories :

a) Des variations à très grande échelle de temps rendent difficile l'identification des polarisations observées dans une même tache à plus de 2 ou 3 jours d'intervalle. Ce phénomène s'explique aisément si l'on admet que le vecteur polarisation est lié à la tache et est entraîné par la rotation solaire, se présentant à l'observateur terrestre sous un angle qui change d'un jour à l'autre.

b) D'autres variations sont visiblement liées à la vie de la tache. La structure des régions qui envoient la lumière polarisée est généralement simple quand la tache est jeune, mais elle se complique ensuite. Les proportions de lumière polarisée sont les plus fortes quand le centre d'activité est à son maximum.

c) On observe des variations rapides des polarisations. De tels changements apparaissent le plus souvent dans les régions des taches où la direction de la polarisation est orientée à 45° des directions analysées. Cette circonstance provient certainement des conditions d'observation : la moindre rotation est en effet plus aisément décelée pour de telles orientations.

Les figures 14 et 15 donnent des exemples de cartes de polarisations obtenues à plusieurs heures d'intervalle. Ici, les segments sont proportionnels à la racine carrée des polarisations mesurées suivant une seule direction.

La figure 14 montre un groupe de taches qui présenta, en lumière polarisée, une structure constante durant toute une journée ; les petites différences que l'on peut observer s'expliquent par des erreurs de mesures. Mais certaines variations importantes paraissent par contre réelles ; la figure 15 en donne un exemple. On voit aisément qu'à 12 h 30 T. U. la région située près de B en bordure de la tache principale montra des polarisations assez fortes, qu'elle ne présentait pas 5 heures plus tôt.

d) Il existe enfin des polarisations accidentelles à variations rapides ; on peut les observer en dehors des taches, dans des centres actifs cependant. De telles variations ont été observées dès 1958 par A. DOLLFUS. J'ai observé depuis quelques phénomènes analogues ; ils paraissent d'ailleurs moins surprenants, dès que l'on sait que les régions qui envoient de la lumière polarisée débordent souvent hors des taches.

Étude expérimentale de la variation spectrale de la polarisation.

Il n'est pas aisé de rechercher comment varient avec la longueur d'onde les polarisations observées dans la lumière des taches :

a) Les filtres colorés introduisent des variations de gain et de zéro du polarimètre.

b) L'équilibrage des deux cellules du polarimètre dépend de la longueur d'onde. Lorsque l'on travaille en lumière rouge, la sensibilité des deux photocathodes peut devenir très inégale, car on est alors loin du maximum de sensibilité des couches au césium sur antimoine. Ainsi, lorsque la précision des mesures est de l'ordre de 1.10^{-4} en bleu, elle ne vaut plus que 3 à 4.10^{-4} en rouge. Pour compenser cet accroissement des fluctuations, les mesures de

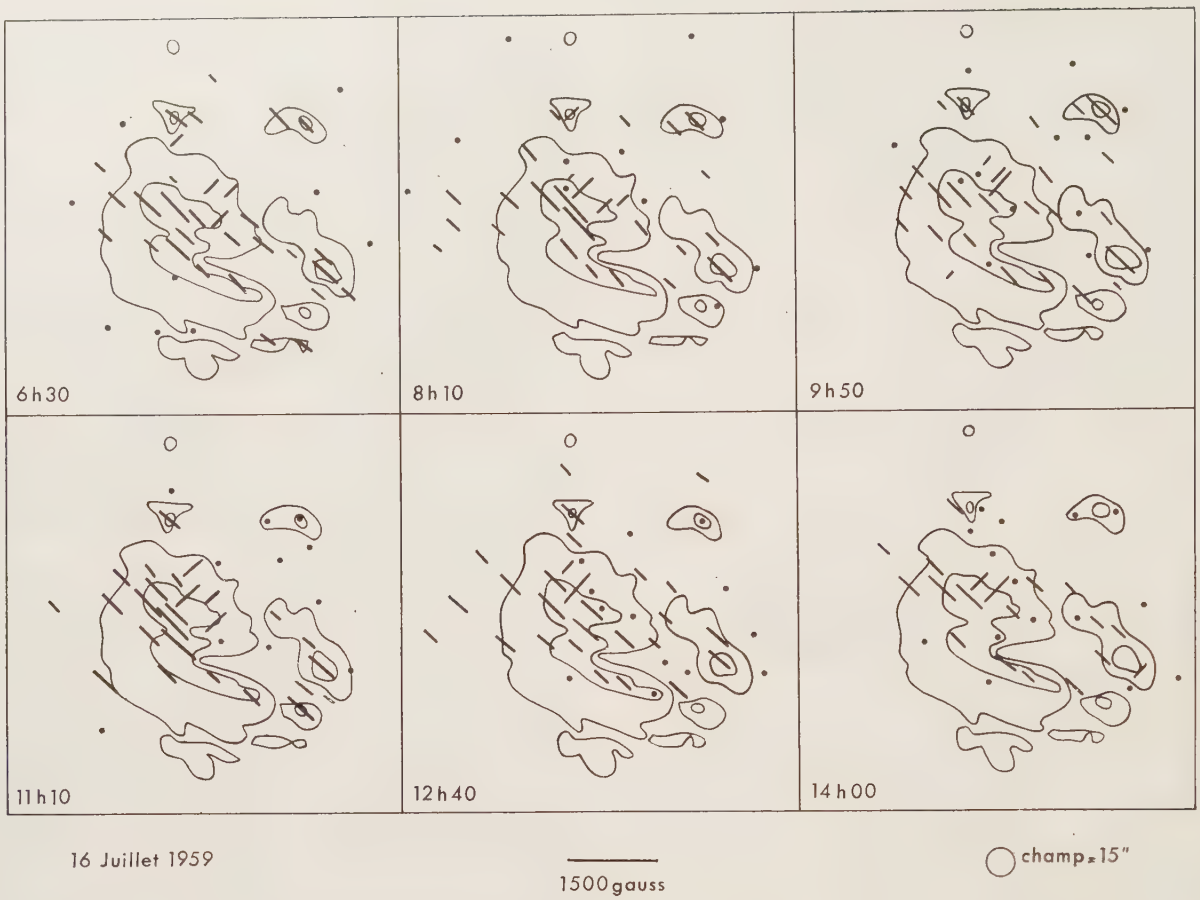

FIG. 14. — Polarisations, *mesurées pour une seule orientation du polarimètre*, dans un groupe complexe.

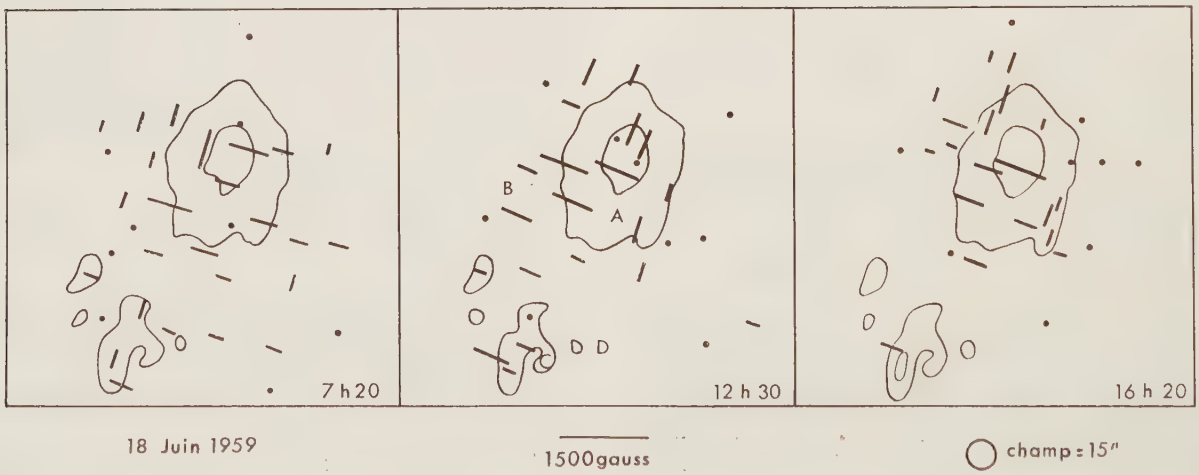

FIG. 15. — Évolution des polarisations, *mesurées pour une seule orientation du polarimètre*, au cours d'une même journée.

polarisation, en lumière rouge, au bord du disque, ont été faites avec l'intégrateur. Mais on ne peut employer cet instrument lorsque l'on étudie les taches, car, dans ce cas, les mesures doivent être effectuées plus rapidement.

c) La polarisation instrumentale due au diaphragme de champ a évidemment une loi de variation spectrale inconnue.

Pour étudier la variation avec la longueur d'onde de la polarisation de la lumière des taches, je n'ai utilisé que des mesures portant sur la pénombre et surtout sur la photosphère adjacente. Il n'y a

plus alors à faire de corrections de polarisation instrumentale, mais les polarisations à mesurer sont plus petites.

On trouve alors que les polarisations sont environ 2,5 fois plus grandes en bleu (domaine 4400-4900 Å) qu'en rouge (domaine 5900-6200 Å). En vert (domaine 5000-5400 Å) elles ont une valeur un peu plus faible que celle que donne le filtre bleu.

Recherche de l'intervalle spectral le plus favorable aux mesures de polarisations créées par intensification magnétique.

Selon l'interprétation proposée dans la troisième partie de ce travail, la polarisation observée dans la lumière des taches est due à l'intensification magnétique des raies d'absorption. Il est utile de savoir dans quel domaine spectral la proportion de lumière polarisée créée par un champ donné est la plus grande.

Rappelons que, lorsque l'agitation atmosphérique permet d'avoir des images stables, ce sont les fluctuations statistiques du courant photoélectrique qui limitent la sensibilité du polarimètre ; celle-ci est donc proportionnelle à la racine carrée du flux lumineux reçu par les photocathodes.

Soit un large domaine spectral dans lequel les raies solaires sont supposées réparties à peu près uniformément : si l'on diminue la bande passante du filtre qui isole ce domaine, on ne change pas la proportion de lumière polarisée ; par contre on diminue la quantité de lumière reçue et l'on réduit donc la sensibilité du polarimètre.

Tant que la bande passante n'est pas supérieure à quelques centaines d'angströms (pour que l'on puisse supposer constante la densité du spectre solaire en raies) ni inférieure à quelques angströms (pour que plus d'une raie contribue à la polarisation), la sensibilité de notre méthode de mesure des champs magnétiques est donc proportionnelle à la racine carrée de la bande passante du filtre.

Supposons maintenant que nous ayons choisi une bande passante de quelques angströms qui isole une seule raie solaire. Si l'on divise par 2 la largeur de bande, le flux est divisé par 2 et la sensibilité par $\sqrt{2}$; comme la proportion de lumière polarisée est multipliée par 2, il semble que l'on gagne un facteur $\sqrt{2}$ sur la plus petite polarisation mesurable.

En fait on gagne peu car, pour diviser par 2 la bande passante, il faut utiliser un filtre qui, n'étant pas parfait, absorbe plus de la moitié de la lumière ; aussi la sensibilité est-elle à peu près, dans ce cas, indépendante de la largeur de bande.

Il ne faut donc pas chercher à mesurer la polarisation d'une raie unique. On perdrait beaucoup de sensibilité ; cela ne serait intéressant que pour essayer d'obtenir un étalonnage plus sûr.

On mesurera finalement la polarisation dans un intervalle spectral de quelques centaines d'angströms, simplement défini par une gélatine teintée. Il reste à déterminer la région du spectre la plus favorable.

Les calculs exposés plus loin montrent que dans la plupart des cas, la polarisation est proportionnelle à la quantité $\left(\frac{H_T \lambda^2}{\Delta\lambda_D}\right)^2$. Le numérateur est proportionnel au demi dédoublement d'une raie située à la longueur d'onde λ, soumise à un champ magnétique transversal H_T. Le dénominateur représente la largeur de Doppler de cette raie en l'absence de champ magnétique, quantité qui est proportionnelle à λ.

La polarisation créée par une seule raie est donc proportionnelle à λ^2 et le plus petit champ décelable par notre méthode est proportionnel à $\frac{1}{\lambda}$.

Pour l'ensemble du spectre solaire, la sensibilité varie différemment, à cause de la répartition des raies : il y a 10 fois plus de raies de 4600 à 4700 Å que de 6000 à 6100 Å. Finalement, c'est la région comprise entre 4000 et 5000 Å qui semble la plus favorable aux mesures de champ magnétiques ; le seuil de 20 gauss annoncé plus haut correspond à ce choix.

Dans le domaine 5900-6200 Å, la proportion de lumière polarisée devrait être, d'après nos calculs, 3 fois plus petite que dans l'intervalle 4400-4900 Å.

Mesure de l'ellipticité de la lumière des taches.

J'ai mesuré l'ellipticité de la lumière de quelques taches en transformant, comme il a été indiqué plus haut, le polarimètre en analyseur de vibrations circulaires.

Dans ces conditions, on mesure des proportions de lumière polarisée circulairement qui sont au moins quatre fois plus petites que les polarisations rectilignes observables dans les mêmes régions. Autrement dit, l'ellipticité de la lumière analysée ne dépasse pas 0,25.

Ce seuil est peut-être un peu plus grand que celui que laisseraient prévoir les erreurs de mesures. Il n'est donc pas exclu qu'il existe de faibles polarisations circulaires, ce qui est d'ailleurs aisément compréhensible dès que l'on sait qu'il existe une faible polarisation instrumentale.

Conclusion.

La polarisation de la lumière des taches solaires n'était prévue par aucune théorie lorsqu'elle fut découverte par A. Dollfus. Après avoir dégrossi l'étude expérimentale du phénomène, nous avons recherché une explication des observations et nous pensons pouvoir expliquer les polarisations par un effet d'intensification magnétique, comme cela a déjà été signalé brièvement plus haut.

Cette interprétation est développée dans la troisième partie de ce travail où l'on calcule la proportion de lumière polarisée créée dans le spectre solaire par un champ magnétique donné. Anticipant sur le résultat, indiquons sommairement que l'on est ainsi amené à prévoir :

— Pour la variation spectrale, une décroissance sensiblement égale à celle que l'on mesure.

— Pour l'ellipticité du rayonnement, une valeur nulle tout à fait compatible avec le faible résultat que fournit l'observation.

— Pour la direction et le taux de polarisation, des quantités plausibles, étant donné ce que l'on sait déjà des champs magnétiques solaires.

TROISIÈME PARTIE

Interprétation de la polarisation de la lumière des taches solaires

1. Principe de la polarisation par intensification magnétique.

Bien qu'un certain nombre de travaux ait été consacré à l'étude de la polarisation de la lumière dans les raies de Fraunhofer, peu d'attention a été accordée au rôle possible de l'intensification magnétique, phénomène qui semble pourtant intervenir de façon notable dans le spectre des étoiles magnétiques [2]. Quelques-unes des conséquences possibles de cet effet sur la polarisation de la lumière des raies furent exposées par J. W. Warwick [41] [42] ; mais il n'apparut pas clairement que l'existence, dans la lumière des taches solaires, de polarisations créées par intensification magnétique permet de mesurer le champ qui les engendre.

Soit une raie saturée, c'est-à-dire dont la largeur équivalente W change peu quand le nombre N d'atomes absorbants varie. Si, dans un champ magnétique, la raie est séparée en n composantes, chacune de celles-ci aura encore la largeur équivalente W. L'ensemble aura donc une largeur équivalente $\frac{n}{2}$ fois plus grande que la raie initiale.

Il peut donc y avoir des intensifications importantes pour tout effet Zeeman complexe ($n > 2$ allant jusqu'à 20 pour certaines raies). Par contre il n'y a pas d'intensification dans l'effet Zeeman longitudinal normal ($n = 2$), mais, et ceci est fondamental, il doit y avoir intensification dans l'effet Zeeman transversal normal ($n = 3$). Ce dernier cas a été notamment étudié par W. Unno [38].

Or, l'intensification d'un triplet normal s'accompagne nécessairement d'une polarisation partielle de la lumière (fig. 16).

Dans une raie non saturée, la composante centrale, qui absorbe les vibrations polarisées parallèlement au champ, est deux fois plus intense que

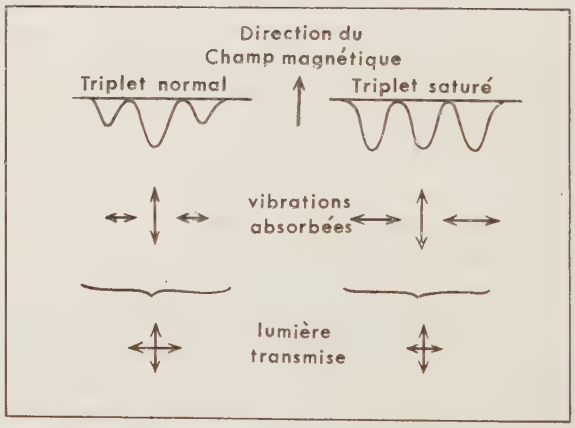

Fig. 16. — Principe de la polarisation par intensification magnétique.

chacune des deux composantes latérales qui absorbent les vibrations perpendiculaires au champ. Une égale quantité de vibrations de chaque nature est donc absorbée et aucune polarisation n'apparaît dans la lumière transmise par l'ensemble de la raie. Au contraire, si la raie est initialement saturée, les trois composantes du triplet ont même intensité ; les vibrations perpendiculaires au champ sont donc plus absorbées ; la lumière transmise dans l'ensemble de la raie présente un excès de vibrations parallèles au champ.

Nous avons déjà remarqué que dans l'effet Zee-

man longitudinal normal, aucune intensification, et par suite aucune polarisation, n'apparaissent. On voit donc que la polarisation rectiligne de la lumière, dans un domaine spectral qui comprend des raies d'absorption, est liée à l'intensité et à la direction du champ magnétique transversal qui règne dans la région où se forment les raies saturées [22].

Par conséquent, les mesures de polarisation de la lumière photosphérique permettent de déterminer le champ magnétique transversal qui règne dans la photosphère, si l'on peut calculer avec une précision suffisante la polarisation créée par un champ donné dans le spectre solaire.

Pour arriver à ce résultat, on doit d'abord connaître l'état de polarisation de la lumière absorbée en chaque point d'une raie formée dans un champ magnétique ; cette donnée est fournie par la théorie de UNNO. Il reste ensuite à faire la somme des polarisations introduites par toutes les raies du spectre solaire.

2. CALCUL DE LA PROPORTION DE LUMIÈRE POLARISÉE CRÉÉE DANS L'ENSEMBLE D'UN SPECTRE PAR UN CHAMP MAGNÉTIQUE DONNÉ.

Rappel de la théorie de W. UNNO.

W. UNNO a calculé l'intensité et l'état de polarisation de la lumière en tout point d'une raie décomposée par l'effet Zeeman dans un champ magnétique, même si celui-ci est insuffisamment fort pour séparer les trois composantes ; l'orientation des lignes de force est quelconque mais le champ est homogène. La lumière polarisée est représentée à l'aide des paramètres de Stokes et la méthode de traitement de l'équation de transfert est celle de CHANDRASEKHAR. D'autre part, le coefficient d'absorption pour les diverses vibrations est calculé en supposant, suivant l'hypothèse de LORENTZ, que les atomes absorbants sont des oscillateurs linéaires dont le mouvement est perturbé par le champ magnétique. L'auteur suppose encore qu'il y a équilibre thermodynamique local. Le modèle photosphérique choisi est celui de MILNE-EDDINGTON ; la fonction source est prise sous la forme :

$$B = B_0(1 + \beta_0 \tau).$$

Alors, après intégration des équations de transfert, l'auteur obtient le résultat sous la forme :

$$\frac{I_{//0}(0, \theta) - I_{\perp 0}(0, \theta) - I_{//}(0, \theta) + I_{\perp}(0, \theta)}{I_{//0}(0, \theta) + I_{\perp 0}(0, \theta)} = \frac{\beta_0 \cos\theta}{1 + \beta_0 \cos\theta} \cdot \frac{\eta_Q}{(1 + \eta_I)^2 - \eta_Q^2 - \eta_V^2}$$

$I_{//}$ est l'intensité du rayonnement transmis parallèlement au champ ;

$I_{\perp}$ est l'intensité du rayonnement transmis perpendiculairement au champ.

L'indice o indique que les intensités considérées sont celles du spectre continu. L'indice (0, θ) indique que l'on étudie le rayonnement émergeant à la profondeur optique 0, au point où la normale à la photosphère fait avec le rayon visuel un angle θ.

En général, on pourra supposer que la lumière du spectre continu n'est pas polarisée et que, par conséquent $I_{//0}(0, \theta) - I_{\perp 0}(0, \theta) = 0$. D'autre part :

$$\eta_I = \frac{\eta_P}{2} \sin^2\varphi + \frac{\eta_l + \eta_r}{4}(1 + \cos^2\varphi)$$

$$\eta_Q = \left(\frac{\eta_P}{2} - \frac{\eta_l + \eta_r}{4}\right) \sin^2\varphi$$

$$\eta_V = \frac{-\eta_l + \eta_r}{2} \cos\varphi$$

φ est l'angle que fait la direction d'observation avec les lignes de force du champ. Si l'on suppose que le profil des raies est déterminé uniquement par l'effet Doppler, on peut poser de plus :

$$\eta_P = \eta_0 e^{-v^2} \qquad \eta_l = \eta_0 e^{-(v - v_H)^2} \qquad \eta_r = \eta_0 e^{-(v + v_H)^2}$$

η_0 est le rapport des coefficients d'absorption sélectif et continu au centre de la raie, en l'absence de champ magnétique. v est la variable habituelle $\frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta\lambda_D}$, λ_0 étant la longueur d'onde du centre de la raie et $\Delta\lambda_D$ sa largeur de Doppler.

$v_H = \frac{\Delta\lambda_z}{\Delta\lambda_D}$ où $\Delta\lambda_z$ est le demi-dédoublement dû à l'effet Zeeman, c'est-à-dire la distance qui sépare la composante centrale des composantes latérales. UNNO suppose que la décomposition se fait toujours suivant un triplet qui dégénère évidemment en un doublet pour $\varphi = 0$.

Transformation algébrique des résultats de UNNO.

Posons d'abord :

$$K(\theta) = \frac{\beta_0 \cos\theta}{1 + \beta_0 \cos\theta}$$

$K(\theta)$ ne dépend ni du champ magnétique, ni, en première approximation, des raies d'absorption, mais seulement du modèle photosphérique choisi et de la région observée. Le résultat de Unno peut alors s'écrire :

$$\frac{I_\perp - I_{//}}{I_{\perp 0} + I_{//0}} = K(\theta) . \frac{\eta_Q}{(1+\eta_I)^2 - \eta_Q^2 - \eta_V^2} .$$

Cette dernière expression se transformant en :

$$\frac{I_\perp - I_{//}}{I_\perp + I_{//}} = K(\theta) \times \frac{\left(\frac{\eta_P}{2} - \frac{\eta_l + \eta_r}{4}\right) \sin^2 \varphi}{1 + \eta_P \sin^2 \varphi + \eta_l \eta_r \cos^2 \varphi + \frac{\eta_l + \eta_r}{2} (1 + \eta_P \sin^2 \varphi + \cos^2 \varphi)} = K(\theta) . F(\eta_0, v_H, \varphi, v).$$

La quantité de lumière polarisée transmise dans un intervalle dv vaut évidemment $(I_\perp - I_{//})\, dv$. Dans un intervalle ΔV grand par rapport à la largeur d'une raie, cette même quantité peut s'écrire :

$$\int_{\Delta V} (I_\perp - I_{//}) dv \simeq \int_{-\infty}^{+\infty} (I_\perp - I_{//}) dv$$

puisqu'en dehors de la raie on suppose que

$$I_\perp - I_{//} = 0.$$

D'autre part, si l'on néglige l'absorption de lumière dans les raies — on peut aisément en tenir compte mais la correction est inférieure à 10 % — la quantité de lumière naturelle transmise dans le même intervalle ΔV vaut : $(I_{0//} + I_{0\perp})\, \Delta V$.

La proportion de lumière polarisée mesurable expérimentalement dans l'intervalle ΔV est enfin, par définition :

$$p = \frac{\int_{\Delta V} I_\perp\, dv - \int_{\Delta V} I_{//}\, dv}{\int_{\Delta V} I_\perp\, dv + \int_{\Delta V} I_{//}\, dv} \simeq \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} (I_\perp - I_{//})\, dv}{(I_{0\perp} + I_{0//})\, \Delta V} = \frac{1}{\Delta V} K(\theta) \int_{-\infty}^{+\infty} F(\eta_0, v_H, \varphi, v)\, dv.$$

Et, dans un domaine spectral où un grand nombre de raies introduisent de la lumière polarisée, la proportion de lumière polarisée vaut :

$$P = \Sigma p = K(\theta)\, \Sigma \frac{1}{\Delta V} \int_{-\infty}^{+\infty} F(\eta_0, v_H, \varphi, v)\, dv.$$

Dans cette formule, les caractères spécifiques de chaque raie interviennent par l'intermédiaire des paramètres η_0 et $\Delta\lambda_D$. Si l'on fixe ces quantités, on peut, en calculant l'intégrale, obtenir la variation de P en fonction de v_H et de φ,

La méthode de calcul a donc été la suivante : calcul de l'intégrale pour diverses valeurs de η_o et de $\Delta\lambda_D$; dénombrement des raies du spectre solaire et classement de ces raies en plusieurs groupes ayant un coefficient d'absorption et une largeur de Doppler donnés ; sommation des polarisations introduites par les différentes catégories de raies.

Cas des champs faibles.

Le calcul exact de l'intégrale étant un peu laborieux, il est intéressant de rechercher des approximations algébriques ramenant $F(\eta_0, v_H, \varphi, v)$ à une forme plus simple. Ceci est possible lorsque le champ, et par conséquent le dédoublement v_H, sont petits. Écrivons en effet :

$$\eta_P = \eta_{(v)} = \eta_0\, e^{-v^2}$$

$$\eta_l = \eta_{(v-v_H)} = \eta_{(v)} - v_H \left(\frac{d\eta}{dv}\right) + \frac{v_H^2}{2} \left(\frac{d^2\eta}{dv^2}\right) - \cdots$$

$$\eta_r = \eta_{(v+v_H)} = \eta_{(v)} + v_H \left(\frac{d\eta}{dv}\right) + \frac{v_H^2}{2} \left(\frac{d^2\eta}{dv^2}\right) + \cdots$$

Si l'on néglige les termes d'ordre supérieur à 2 (on remarque que les dérivées $\frac{d\eta}{dv}, \frac{d^2\eta}{dv^2}$... sont bornées et on supposera d'autre part que $v_H^2 < 0, 1$), on peut transformer l'expression de $F(\eta_0, v_H, \varphi, v)$ qui devient :

$$F_{(\eta_0, v_H, \varphi, v)} = -\frac{v_H^2}{2} \sin^2 \varphi \frac{(2v^2 - 1)\, \eta_0\, e^{-v^2}}{(1 + \eta_0\, e^{-v^2})} = \frac{v_H^2}{2} \sin^2 \varphi . f(\eta_0, v)$$

et la proportion de lumière polarisée s'écrit :

$$P = K(\theta)\, \Sigma \frac{1}{\Delta V} . \frac{v_H^2}{2} . \sin^2 \varphi . \int_{-\infty}^{+\infty} f(\eta_0, v)\, dv.$$

La simplification est importante puisque seuls η_0 et v apparaissent maintenant dans l'intégrale. D'autre part, on sait que l'intensité H du champ magnétique est proportionnelle à v_H. P est donc proportionnel à $H^2 \sin^2 \varphi$ et cela quelle que soit la raie considérée. D'où le résultat important, valable dans les mêmes conditions que la théorie de Unno : *Pour les petites valeurs du champ magnétique, la polarisation est proportionnelle au carré de la composante transversale du champ.*

D'autre part, $\int_{-\infty}^{+\infty} f(\eta_0, v)\, dv$ est négatif quel que soit η_0. Il en résulte que les vibrations lumi-

neuses prépondérantes sont toujours les vibrations polarisées parallèlement à la direction du champ.

J'ai calculé graphiquement $\int_{-\infty}^{+\infty} f(\eta_0, v)\, dv$ pour des valeurs de η_0 comprises entre 0 et 10^7.

Cas des champs très intenses.

D'autres approximations sont possibles, car on peut remarquer que les trois composantes du triplet sont complètement séparées. Une conséquence importante est que, dans ces conditions, une variation de l'intensité H du champ ne change rien à l'état de saturation et de polarisation des composantes. Par conséquent la polarisation est indépendante du champ.

La valeur de H nécessaire pour que ces conditions soient remplies dépend évidemment de la raie considérée. On pourra généralement admettre que les trois composantes du triplet sont complètement séparées pour $v_H > 4$.

On peut alors voir que la proportion de lumière polarisée s'écrit :

$$P = K(\theta)\,\Sigma\left(\frac{1}{2\Delta V}\left[\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{\eta_0\, e^{-v^2}\sin^2\varphi}{1+\eta_0\, e^{-v^2}\sin^2\varphi}\,dv - \int_{-\infty}^{+\infty}\frac{\frac{\eta_0}{2}\, e^{-(v-v_H)^2}\sin^2\varphi}{1+\frac{\eta_0}{2}\, e^{-(v-v_H)^2}(1+\cos^2\varphi)}\,dv - \int_{-\infty}^{+\infty}\frac{\frac{\eta_0}{2}\, e^{-(v+v_H)^2}\sin^2\varphi}{1+\frac{\eta_0}{2}\, e^{-(v+v_H)^2}(1+\cos^2\varphi)}\,dv\right]\right).$$

Posons :

$$g(a) = \int_{-\infty}^{+\infty}\frac{a\, e^{-w^2}}{1+a\, e^{-w^2}}\,dw.$$

On a évidemment :

$$P = K(\theta)\,\Sigma\,\frac{1}{2\Delta V} \times \left[g(\eta_0\sin^2\varphi) - \frac{2\sin^2\varphi}{1+\cos^2\varphi}\, g\left(\frac{\eta_0}{2}(1+\cos^2\varphi)\right)\right]$$

$g(a)$ a été calculé graphiquement pour un certain nombre de valeurs de a comprises entre 0 et 10^7. La variation de P en fonction de φ s'en suit.

On remarquera que P s'annule, quel que soit η_0, pour $\varphi = 0$ et pour $\varphi = 54°5$. Pour cette dernière valeur, P change de signe ce qui signifie que pour les valeurs de φ supérieures à 54°5 ce sont les vibrations parallèles au champ qui sont prépondérantes ; au contraire pour $\varphi < 54°5$ ce sont les vibrations perpendiculaires qui prédominent.

La valeur maximale de P est obtenue pour $\varphi = 90°$. On a alors la valeur asymptotique qui vaut :

$$P_{max} = K(\theta)\,\Sigma\,\frac{1}{2\Delta V}\left(g(\eta_0) - 2g\left(\frac{\eta_0}{2}\right)\right),$$

la sommation étant encore ici étendue à toutes les raies solaires.

Cas des champs moyens.

Lorsque v_H a une valeur voisine de 1 à 2 on doit calculer numériquement la formule complète

$$P = K(\theta)\,\Sigma\left[\frac{1}{\Delta V}\int_{-\infty}^{+\infty} F(\eta_0, v_H, \varphi, v)\,dv\right].$$

Ce calcul a été effectué graphiquement dans deux cas :

— pour $v_H = 1$ et $\varphi = 90°$ pour un certain nombre de valeurs de η_0 représentant convenablement les raies solaires.

— pour $v_H = 2$ et pour 5 valeurs différentes de φ, en faisant varier η_0 comme précédemment.

3. Détermination des paramètres du calcul.

Calcul de v_H.

Un des paramètres les plus importants, parmi ceux qui interviennent dans les formules précédentes, est $v_H = \frac{\Delta\lambda_z}{\Delta\lambda_D}$ c'est-à-dire le rapport du dédoublement dû à l'effet Zeeman à la largeur de Doppler de la raie. On a d'abord la relation classique qui lie H et $\Delta\lambda_z$:

(16) $\qquad \Delta\lambda_z = 4{,}7.10^{-13}\, g.H.\lambda^2$

$\Delta\lambda_z$ et λ sont exprimés en angströms et H en gauss. g est un nombre fractionnaire simple qui vaut 1 pour un triplet normal.

Il est évident qu'il est difficile dans cette étude de calculer séparément v_H pour chaque raie solaire. Heureusement il est possible de prendre une valeur moyenne de $\Delta\lambda z$ pour l'ensemble des raies.

En effet, l'Atlas de Rowland [32] montre que la grande majorité des raies solaires est due au fer, au titane, au chrome, au cobalt, au vanadium etc... Or H. D. Babcock a étudié [1] l'effet Zeeman dans

les spectres de ces éléments. Il a obtenu en particulier les courbes reproduites sur la figure 17 qui donnent la fréquence d'occurrence de chaque dé-

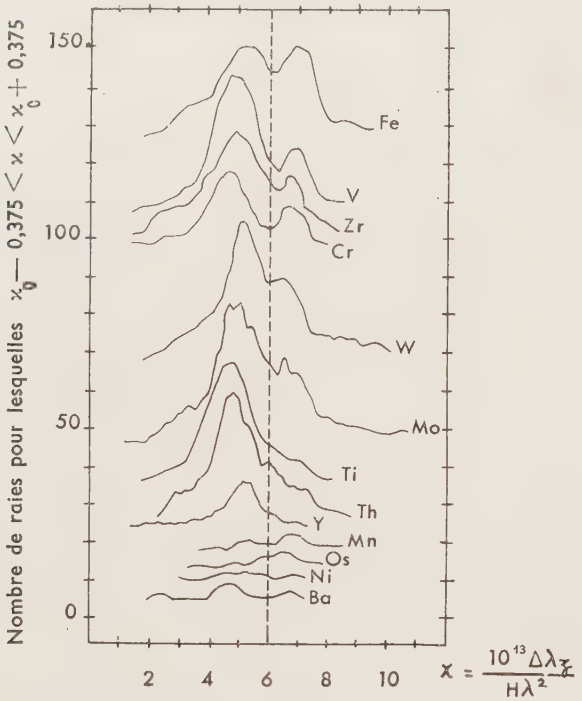

FIG. 17. — Fréquence d'apparition de différents types de décomposition des raies dans un champ magnétique (d'après H. D. BABCOCK, *Ap. J.*, 1911, p. 289).

doublement pour l'ensemble des raies étudiées (l'intervalle spectral couvert correspond à peu près au spectre visible).

On voit sur cette figure que les dédoublements les plus fréquents sont ceux pour lesquels on a

$$\frac{\Delta\lambda_z}{10^{-13}\,H\lambda^2} = 4{,}7 \text{ et } 7{,}0.$$

J'ai adopté comme valeur moyenne

$$\Delta\lambda_z = 6.10^{-13}.H.\lambda^2.$$

On fera donc les calculs en supposant que la décomposition se fait toujours suivant un triplet dont la demi-largeur a la valeur précédente. On tient compte de cette façon, non seulement de toutes les décompositions en triplets, mais aussi de certaines décompositions plus complexes (par exemple sextuplets dont les composantes sont deux à deux très proches) qui sont incluses dans les courbes de la figure 17.

Le calcul montre que $\Delta\lambda z$ vaut

10 mÅ à 4000 Å
15 mÅ à 5000 Å
22 mÅ à 6000 Å, pour H = 1000 gauss.

Choix de $\Delta\lambda_D$.

$\Delta\lambda_D$, largeur de Doppler d'une raie, peut être considéré comme dépendant de l'agitation thermique et de la microturbulence du gaz [16] on a :

$$\Delta\lambda_D = \frac{\lambda}{c}\sqrt{\frac{2RT}{\mu} + \xi^2}$$

où μ est la masse atomique du corps considéré et ξ la vitesse turbulente moyenne. μ varie avec la raie considérée ; heureusement, comme il a déjà été remarqué, la grande majorité des raies solaires est due à un petit nombre d'éléments, de masses atomiques voisines de celle du fer. On pourra donc calculer $\Delta\lambda_D$ pour le fer et utiliser cette valeur pour toutes les raies ce qui simplifiera beaucoup les calculs. Prenant $\xi = 1{,}2$ km/s et $T = 5000°$ on trouve :

$$\Delta\lambda_D = 29 \text{ mÅ à } 5000 \text{ Å}.$$

Cette valeur est évidemment un peu incertaine puisque ξ et T varient avec la profondeur optique et surtout parce que, dans les taches, ces constantes ont des valeurs différentes ; ce cas sera examiné séparément.

Connaissant $\Delta\lambda_z$ et $\Delta\lambda_D$, on peut calculer v_H en fonction de H. On peut en particulier voir à quelles valeurs de H correspondent les dénominations introduites précédemment de champs intenses, moyens et petits.

Je dis que le champ est

intense pour $v_H > 4$ c'est-à-dire $H > 8000$ gauss
moyen quand $v_H \simeq 1$ c'est-à-dire $H \simeq 2000$ gauss
petit quand $v_H^2 < 0{,}1$ c'est-à-dire $H < 600$ gauss

Choix de $K(\theta)$.

On a posé précédemment

$$K(\theta) = \frac{\beta_0 \cos\theta}{1 + \beta_0 \cos\theta},$$

où θ est l'angle de la normale à la photosphère avec le rayon visuel et β_0 le coefficient qui intervient dans l'expression de la fonction source $B = B_0(1 + \beta_0\tau)$. On a choisi pour θ une valeur de 40° qui a été rarement dépassée dans nos observations. Lorsque les mesures sont effectuées tout près du bord solaire, on les corrige en conséquence. Quant à la valeur de β_0, elle se déduit de la loi d'assombrissement au bord du disque solaire.

A 5000 Å on peut prendre $\beta_0 = 2{,}2$ [28], si bien que pour $\theta = 40°$, $K(\theta) = 0{,}60$. Une erreur sur β_0 entraîne d'ailleurs, pour $\theta = 40°$, une erreur assez faible sur $K(\theta)$.

Dénombrement et calibration des raies.

Les raies ont été comptées sur l'Atlas de Rowland. Toutes les raies, sauf celles qui sont indiquées comme étant d'origine tellurique, ont été retenues et classées en fonction de leur « intensité Rowland ». Cette quantité intervient dans nos calculs. On a vu en effet que les paramètres qui permettent de représenter les divers types de raies sont $\Delta\lambda_D$ et η_0. $\Delta\lambda_D$ a été déterminé de façon unique pour toutes les raies ; mais η_0, qui est variable d'une raie à l'autre, doit être rattaché à la largeur équivalente W de la raie, elle-même représentée par l'intensité Rowland.

Il faut donc transformer les intensités Rowland en largeurs équivalentes. Pour cela, j'ai utilisé les calibrations de Mulders [29] et de Pecker [31]. La transformation a été faite pour 5000 Å, longueur d'onde moyenne autour de laquelle sont effectuées toutes les mesures de polarisation.

Il reste à passer de la largeur équivalente W au coefficient η_0. En l'absence de champ, on trouve, d'après les calculs de Unno :

$$W = \Delta\lambda_D . K(\theta) . \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1 + \eta_0 e^{-v^2}}{\eta_0 e^{-v^2}} dv$$

en supposant toujours que le profil est déterminé par l'effet Doppler. $K(\theta)$ et $\Delta\lambda_D$ étant fixés une fois pour toutes, on a bien une relation simple entre η_0 et W. L'intégrale a été ici encore calculée graphiquement.

On obtient donc finalement, pour tout le domaine spectral utilisé, le nombre de raies ayant un coefficient d'absorption relatif η_0 donné, la largeur de Doppler $\Delta\lambda_D$ étant la même pour toutes les raies.

4. Résultats numériques.

Cas des champs faibles.

On a :

$$P = K(\theta) \Sigma \frac{1}{\Delta V} . \frac{v_H^2}{2} \sin^2 \varphi \int_{-\infty}^{+\infty} f(\eta_0, v)\, dv$$

pour

$$H \leqslant 600 \text{ gauss.}$$

J'ai calculé P dans le cas limite $\varphi = 90^o$,

IR	N	W	η_0	$\int_{-\infty}^{+\infty} f(\eta_0, v)\, dv$	$p = 1{,}8.10^{-6} \int_{-\infty}^{+\infty} f(\eta_0, v)\, dv$	P = Np
— 2	680	5	0,2	0,04	$0{,}08.10^{-6}$	$0{,}54.10^{-4}$
— 1	640	15	0,8	0,35	0,63	4,0
0	300	30	2,6	0,95	1,71	5,1
1	190	50	12	2,3	4,14	7,9
2	120	80	360	4,2	7,56	9,1
3	80	110	10^5	6,0	10,8	8,6
4	45	140	10^7	7,5	13,5	6,1

$\Sigma P = 41.10^{-4}$

$v_H^2 = 0{,}1$ avec $K(\theta) = 0{,}65$. Le domaine spectral correspondant à celui que définit un filtre bleu s'étendait de 4400 à 4900 Å. Alors :

$$K(\theta) . \frac{1}{\Delta V} . \frac{v_H^2}{2} . \sin^2 \varphi = 1{,}8.10^{-6}.$$

On peut dresser le tableau précédent qui montre que l'on doit observer une proportion de lumière polarisée de 41.10^{-4} si le champ agissant est purement transversal ($\varphi = 90^o$) et a pour intensité H = 620 gauss.

Dans ce tableau :

I R est l'intensité Rowland des raies considérées ;

N le nombre de raies de cette intensité dans le domaine spectral utilisé ;

W la largeur équivalente d'une raie de cette catégorie exprimée en milliangströms ;

η_0 le coefficient d'absorption relatif déduit de W ;

$\int_{-\infty}^{+\infty} f(\eta_0, v)\, dv$ la valeur calculée graphiquement comme il a été indiqué au 2) ;

p la proportion de lumière polarisée créée par une raie de la catégorie considérée ;

P la proportion de lumière polarisée créée par toutes les raies de cette catégorie.

La somme des chiffres de la dernière colonne donne donc bien la proportion de lumière polarisée introduite par toutes les raies solaires.

On peut voir que la contribution des raies d'intensité Rowland égale à — 3 et — 2 est négli-

geable. D'autre part je n'ai pas fait intervenir dans le calcul les raies d'intensité Rowland supérieure à 4. En effet, pour de telles intensités, la raie est représentée par un point de la troisième partie de la courbe de croissance et l'intensification devient beaucoup plus faible. On justifiera plus loin cette approximation.

Résultats pour les champs intenses et pour les champs moyens.

La limite supérieure de proportion de lumière polarisée observable vaut

$$P_{max} = K(\theta) \Sigma \frac{1}{2\Delta V}$$

$$\times \left[g(\eta_0 \sin^2 \varphi) - \frac{2 \sin^2 \varphi}{1 + \cos^2 \varphi} . g' \left(\frac{\eta_0}{2} (1 + \cos^2 \varphi) \right) \right].$$

Pour $\varphi = 90^o$, on trouve, avec les mêmes valeurs des paramètres que précédemment,

$$P_{max} = 36.10^{-3},$$

J'ai calculé également la valeur de cette polarisation maximale pour

$$\varphi = 15^o, 30^o, 45^o, 60^o \text{ et } 75^o.$$

Enfin j'ai fait le calcul numérique complet pour deux valeurs intermédiaires de H. Lorsque $\varphi = 90^o$ et $H = 1900$ gauss on trouve $P = 15.10^{-3}$. D'autres résultats obtenus avec $H = 3800$ gauss pour diverses valeurs de φ sont reportés sur les figures 18 et 19.

Description des courbes d'étalonnage.

La figure 18 donne la variation de polarisation créée par un champ transversal. Dans l'étude des champs magnétiques solaires, les polarisations mesurées en pratique se placent le plus souvent sur la partie rectiligne de la courbe ; on n'atteint jamais en tous cas la saturation.

La figure 19 donne la variation de la polarisation, créée par un champ donné, pour diverses valeurs de l'angle φ. Les trois courbes correspondent aux cas définis précédemment des champs faibles, moyens et intenses. Dans tous les cas, la polarisation est maximale pour $\varphi = 90^o$ et nulle pour $\varphi = 0$.

Quand le champ est faible, on a comme on l'a vu $P_{(\varphi)} = \sin^2 \varphi . P_{(90^o)}$. On mesure exactement la composante transversale du champ ; d'autre part, les vibrations privilégiées sont toujours parallèles aux lignes de force. Pour les champs très forts, on observe une annulation de la polarisation pour $\varphi = 54^o5$. Les vibrations prépondérantes sont parallèles au champ pour $54^o5 < \varphi < 90^o$ et perpendiculaires pour $0 < \varphi < 54^o5$. Cette circonstance serait gênante si l'on devait faire des mesures

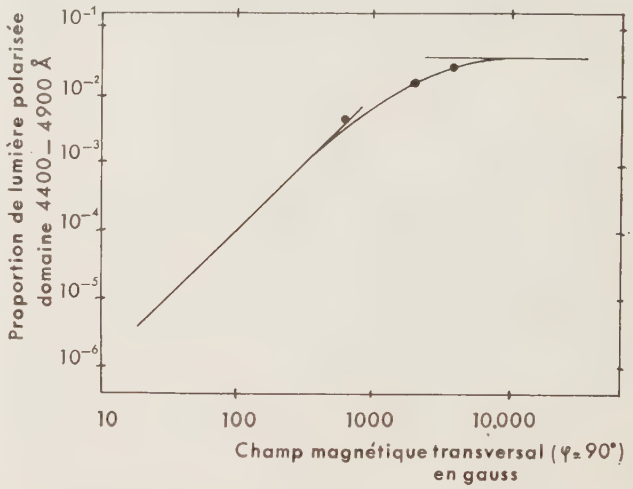

Fig. 18. — Polarisation créée dans le spectre solaire par un champ magnétique transversal.

dans ces conditions car la direction du champ ne pourrait être déterminée qu'à 90° près.

Heureusement, dans le cas des champs moyens

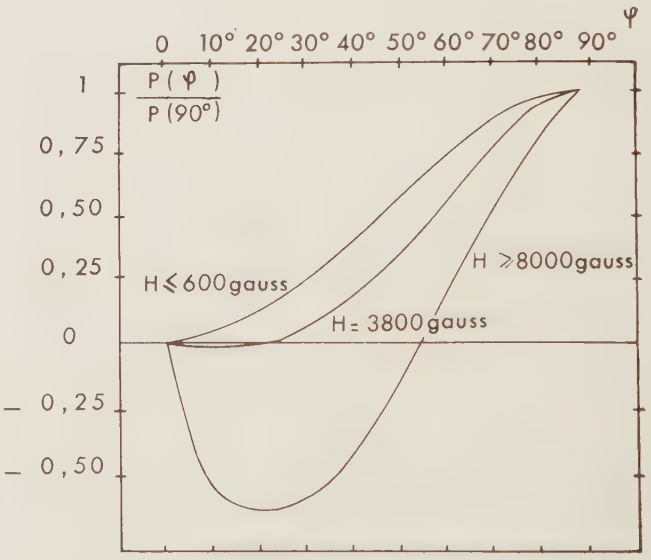

Fig. 19. — Polarisation créée par un champ magnétique d'orientation quelconque.

— et la valeur de 3800 gauss représente à peu près la limite supérieure des champs observables sur le Soleil, — on voit que le changement de sens de la polarisation, s'il se produit encore, n'est pas gênant : la polarisation est pratiquement nulle pour $\varphi < 30^o$. On pourrait dire que, dans ce cas, le polarimètre est sensible aux champs transversaux

plutôt qu'à la composante transversale des champs.

Par ailleurs, s'il existe un gradient de champ, le phénomène d'inversion du sens de polarisation a encore moins de chances de se produire, car les composantes latérales du triplet sont étalées et se saturent moins facilement. Aussi peut-on conclure que, dans pratiquement tous les cas rencontrés dans l'étude du Soleil, les vibrations prépondérantes sont parallèles aux lignes de force du champ.

Dans la suite de ce travail, la transformation de proportions de lumière polarisée en intensités de champs magnétiques sera toujours effectuée à l'aide de la courbe de la figure 18.

Ellipticité du rayonnement transmis.

Dans un triplet bien séparé, les composantes latérales transmettent une lumière polarisée elliptiquement, le rapport des axes de chaque ellipse étant égal à cos φ. On pourrait donc penser atteindre, par l'intermédiaire d'une mesure d'ellipticité du rayonnement reçu, l'angle φ.

En fait cela est impossible. En effet, dans le rayonnement analysé par le polarimètre, sont mélangées en quantités égales les vibrations elliptiques E_1 et E_2, de même ellipticité mais de sens opposé, transmises par les composantes latérales et les vibrations rectilignes R transmises par la composante centrale. Or, on peut voir que, pour un polarimètre, l'ensemble des vibrations E_1, E_2 et R se comporte comme une vibration rectiligne unique. Si l'on tranforme l'instrument en analyseur de vibrations circulaires, pour mesurer l'ellipticité du rayonnement, on doit donc mesurer un signal nul.

Cette propriété entraîne une conséquence intéressante au point de vue expérimental. Si l'on explore les taches solaires avec un polarimètre monté en analyseur circulaire, les polarisations que l'on observe sont d'origine instrumentale ou bien dues à un phénomène solaire autre que l'intensification magnétique.

Niveau visé par le polarimètre.

La lumière polarisée est issue des couches où se forment les raies de Fraunhofer saturées. C'est donc à ce niveau que se rapportent les mesures de champ magnétique effectuées à l'aide d'un polarimètre. Mais il est difficile de préciser à quelle hauteur correspond ce niveau : en effet, on analyse la lumière de raies d'intensités différentes, formées à des profondeurs différentes. On peut seulement dire que, puisque l'effet de polarisation est lié à la saturation des raies, les couches visées par le polarimètre sont les couches les plus superficielles de formation des raies ; elles sont peut-être plus élevées que celles que l'on étudie avec les magnétographes classiques.

On remarquera que les raies solaires de diverses intensités contribuent à la polarisation dans une proportion qui dépend de H et de φ. Il n'est donc pas possible de chercher à déterminer exactement, en examinant un par un le rôle de chaque catégorie de raies, à quelle hauteur correspond le niveau de saturation.

5. Examen de quelques causes possibles d'erreurs

Mesure des champs intenses.

Lorsque H est inférieur à 600 gauss environ, le polarimètre mesure exactement la composante transversale du champ. Mais cela n'est plus vrai pour des champs plus grands, comme le montre la figure 19. N'ayant pas de moyen simple pour déterminer φ, nous traduirons cependant les mesures de polarisations en champs transversaux à l'aide de la courbe d'étalonnage de la figure 18. Mais on devra se rappeler que la valeur ainsi obtenue est une limite inférieure susceptible d'être dépassée si φ est petit et si H est grand.

Rôle de l'amortissement.

On pourrait introduire dans les formules de Unno le coefficient d'absorption sélectif sous la forme complète qui tient compte de l'amortissement. Malheureusement, cela conduit à des calculs très longs et nous avons dû nous contenter d'écrire que le profil des raies était déterminé par l'effet Doppler. Mais, on peut voir, que si une raie possède des ailes importantes, elle est peu sensible à l'intensification magnétique.

Soit W la largeur équivalente d'une raie, formée par N atomes absorbants, et W′ la somme des largeurs équivalentes des composantes de la raie supposée complètement séparée par un champ suffisamment intense. En l'absence de champ, $\frac{N}{2}$ atomes absorbent une moitié de la lumière, polarisée d'une certaine façon, et $\frac{N}{2}$ l'autre moitié. Si

$f(N)$ est la fonction qui relie la largeur équivalente au nombre d'atomes absorbants, on a :

$$W = \frac{1}{2}\left[2f\left(\frac{N}{2}\right)\right].$$

En présence d'un champ, il apparaît trois composantes formées respectivement par $\frac{N}{4}$, $\frac{N}{2}$ et $\frac{N}{4}$ atomes. D'où :

$$W' = \frac{1}{2}\left[2f\left(\frac{N}{4}\right) + f\left(\frac{N}{2}\right)\right].$$

L'intensification magnétique est représentée par la quantité :

$$\Delta W = W' - W = \frac{1}{2}\cdot\left[2f\left(\frac{N}{4}\right) - f\left(\frac{N}{2}\right)\right].$$

Dans la première partie de la courbe de croissance, on a

$$f(N) = kN$$

où k est une constante. On voit que $\Delta W = 0$. Dans la deuxième partie de la courbe de croissance, on peut poser $f(N) = k'$ où k' est une autre constante. Il vient alors :

$$\Delta W = \frac{1}{2}k' = \frac{1}{2}W.$$

On retrouve la limite supérieure d'intensification indiquée par H. W. Babcock. Enfin, dans la troisième partie de la courbe de croissance, $f(N) = k''\sqrt{N}$, d'où :

$$\Delta W = \frac{1}{2}k''\sqrt{N}\left(1 - \frac{1}{\sqrt{2}}\right) = \frac{1}{2}W(\sqrt{2} - 1).$$

L'intensification maximale est 2,5 fois plus petite que pour les raies de la deuxième partie. Cette valeur est une limite supérieure qui n'est jamais atteinte : en fait, les raies de la troisième partie de la courbe de croissance ne sont jamais complètement séparées. Si l'on remarque enfin que le nombre de ces raies est relativement petit, on voit qu'il est légitime, dans la sommation qui a été faite précédemment, de se limiter aux raies d'intensité Rowland inférieure à 5, et, par conséquent, de négliger l'amortissement dans les calculs.

Choix du modèle.

L'intégration des équations de transfert a été faite par Unno en prenant la fonction source sous la forme $B = B_0(1 + \beta_0\tau)$. On sait en fait qu'une telle formule ne permet pas de représenter convenablement les propriétés connues de la photosphère ; mais il est difficile d'intégrer les équations de transfert si l'on prend des expressions plus compliquées pour la fonction source.

Il en résulte que l'approximation consistant à considérer comme proportionnels la polarisation et le carré du champ n'est peut-être pas valable jusqu'à une valeur du champ aussi grande que 600 gauss.

Effet d'un gradient de champ.

On a supposé depuis le début de ce travail que le champ magnétique était homogène. Mais il est clair qu'en présence d'un champ magnétique hétérogène, la lumière transmise est partiellement polarisée même dans les raies non saturées.

Soit en effet un premier milieu absorbant plongé dans un champ magnétique : une raie d'absorption comprenant les trois composantes habituelles s'y forme. Supposons que la lumière traverse ensuite un second milieu absorbant, de même nature que le premier, mais qui n'est soumis à aucun champ magnétique. La lumière transmise par les composantes latérales du triplet sera également transmise par le second milieu tandis que les vibrations lumineuses provenant de la composante centrale seront absorbées. Le rayonnement polarisé émergeant finalement comprendra donc uniquement les vibrations transmises par les composantes latérales du triplet, c'est-à-dire des vibrations parallèles au champ. Ce mécanisme de polarisation donne donc qualitativement les mêmes résultats que la polarisation par intensification.

L'étude quantitative a été effectuée par H. Hubenet [15] mais les calculs n'ont été achevés que dans le cas d'un champ longitudinal. Par ailleurs, l'introduction d'un champ variable avec la profondeur optique dans les équations de Unno rend l'intégration des équations de transfert très difficile. Il est donc malaisé de calculer la grandeur de cet effet de polarisation par gradient de champ ; mais, on peut voir qu'il est sans doute bien moins efficace que le mécanisme de polarisation par intensification magnétique.

En effet, dans les raies intenses, le centre est saturé et les vibrations lumineuses sont absorbées quelle que soit leur nature. Les vibrations polarisées sont donc transmises uniquement dans les ailes de la raie. Une absorption ultérieure de la lumière du centre de la raie, par un second milieu qui n'est soumis à aucun champ magnétique, ne peut donc changer sensiblement la quantité de lumière polarisée transmise.

D'autre part, la limite supérieure de la polarisation créée dans des raies faibles, après traversée

FIG. 20. — Comparaison de la direction des lignes de force avec les structures chromosphériques, autour d'une tache simple.

du second milieu absorbant, est évidemment $P = \frac{W}{2}$, si W est la proportion de lumière absorbée par cette raie. Cette limite est la même que celle de la polarisation par intensification dans le cas des raies saturées ; mais, pour les raies faibles, W est plus petit. D'autre part le champ ne décroît pas assez rapidement pour pouvoir s'annuler dans les régions de formation des raies. Au total, la quantité de lumière polarisée transmise dans les raies faibles doit être elle aussi négligeable devant les polarisations dues à l'intensification magnétique.

Largeur des raies dans le spectre des taches.

Le calcul de la polarisation nécessite la connaissance du paramètre $v_H = \frac{\Delta\lambda_z}{\Delta\lambda_D}$. $\Delta\lambda z$ a certainement la même valeur dans la photosphère et dans une tache. Par contre, $\Delta\lambda_D$ est sans doute différent dans le spectre des taches et l'étalonnage calculé précédemment peut se trouver modifié.

Nous avons écrit :

$$\Delta\lambda_D = \frac{\lambda}{c}\sqrt{\frac{2RT}{\mu} + \xi^2},$$

c'est-à-dire considéré que le profil d'une raie est dû à la fois à un élargissement thermique et à un élargissement par microturbulence. Pour la photosphère nous avons pris T = 5000° et ξ = 1,2 km/s. Dans l'ombre des taches on doit plutôt prendre T = 3800° et ξ = 1,9 km/s [16]. Les deux causes d'élargissement varient en sens inverse et il y a à peu près compensation des effets, $\Delta\lambda_D$ devant cependant être un peu plus grand dans les taches. Il se pourrait donc que les polarisations créées par un champ donné soient plus petites dans l'ombre des taches que sur la photosphère.

Variation du coefficient d'absorption sélectif.

η_0 a été défini comme le rapport du coefficient d'absorption sélectif au coefficient d'absorption continu, au centre de la raie, en l'absence de champ. Pour chaque raie, ce coefficient varie de façon importante et difficilement prévisible dans le spectre des taches.

Heureusement, d'une part la proportion de lumière polarisée n'est pas très sensible à une variation de η_0, pourvu que l'on ne sorte pas du palier de la courbe de croissance (tableau de la page 25). D'autre part, il peut y avoir compensation statistique des variations sur le grand nombre de raies dont la polarisation est mesurée simultanément ; dans le spectre des taches, certaines raies sont renforcées mais d'autres sont affaiblies.

On remarquera que l'apparition des raies moléculaires, très peu sensibles à l'effet Zeeman, n'introduit que de faibles modifications d'étalonnage consécutives à l'absorption supplémentaire qu'elles occasionnent.

Notons pour terminer que l'existence de différences entre le spectre des taches et celui de la photosphère change la courbe d'étalonnage mais n'empêche pas de déterminer la direction des lignes de force du champ. D'autre part, les valeurs de l'intensité du champ mesurées, soit dans l'ombre, soit dans la pénombre et dans la photosphère, sont cohérentes entre elles.

QUATRIÈME PARTIE

Quelques propriétés des champs magnétiques dans les centres actifs

1. Méthodes et résultats classiques.

Intensité du champ magnétique dans les taches simples.

La loi de variation de l'intensité du champ magnétique dans une tache unipolaire est relativement bien connue, J. W. Broxon [5] donna le premier une formule représentant la variation du champ : si H_m est l'intensité du champ au centre de la tache, b le rayon de la pénombre, l'intensité H_r du champ, à la distance r du centre de la tache, vaudrait :

$$H_r = H_m\left(1 - \frac{r^2}{b^2}\right)$$

W. Mattig obtint un résultat un peu différent [26] :

$$H_r = H_m\left(1 - \frac{r^4}{b^4}\right).e^{-2\left(\frac{r}{b}\right)^2}$$

Si l'on en croit ces deux auteurs, le champ serait donc nul à la limite de la pénombre et de la photosphère.

D'autre part, V. Bumba a donné plus récemment une autre formule, valable hors de l'ombre des taches [8] :

$$H_r = \frac{a}{r^3},$$

où a est le moment magnétique de la tache.

On remarquera que H_r est en principe le champ magnétique total. Mais, la méthode de mesure est dans tous les cas voisine de celle que mirent au point Hale et Nicholson : on mesure l'écart des deux composantes latérales d'une raie sensible à l'effet Zeeman, ces deux composantes étant rendues bien visibles, grâce à l'emploi d'un analyseur circulaire.

Une telle méthode permet bien de déterminer le champ total, si celui-ci est longitudinal, ou bien assez intense. Mais, si le champ est transversal, la lame quart d'onde devient inutile et la présence de la composante centrale du triplet rend difficile la mesure de la position des composantes latérales. La présence d'un champ — transversal — ne se manifeste alors que par un élargissement de la raie. D'après R. Michard et al. [27] l'élargissement devient visible pour un champ de l'ordre de 200 gauss dans le cas de la raie 6103 Å du calcium. D'autre part, on sait, que même si le champ n'est pas tout à fait transversal, l'étude du déplacement de la raie observée à travers un analyseur circulaire permet seulement de déterminer la composante longitudinale du champ, si celui-ci est très petit.

Finalement, il semble possible que les formules obtenues par Broxon, Mattig et Bumba donnent plutôt, dans les régions externes des pénombres, la composante longitudinale du champ que le champ total. L'intensité totale du champ peut être plus grande que celle qu'indiquent ces auteurs si, dans ces régions, le champ est transversal.

Direction du champ magnétique dans les taches simples.

L'ensemble des méthodes de mesure et résultats relatifs à la direction du champ magnétique ont été analysés récemment [37]. Peu de travaux ont été effectués sur ce sujet et les résultats admis actuellement sont encore ceux de Nicholson [13].

Celui-ci détermina l'angle φ que font, avec la verticale solaire, les lignes de force, par deux méthodes différentes, d'où il déduisit la loi : $\varphi = \frac{\pi . r}{2 . b}$.

V. Bumba a également obtenu des données sur ce sujet à l'aide d'un magnétographe. Dans les pénombres, il trouve des lignes de force un peu plus horizontales que ne l'indique la formule de Nicholson.

Caractéristiques de notre méthode.

Nous avons montré, dans la troisième partie de ce travail, que la mesure de la polarisation de la lumière dans un large domaine spectral, telle que nous l'effectuons, donne une mesure de la composante transversale du champ magnétique. On obtient donc par notre méthode deux composantes du champ, alors que les méthodes de mesure classique ne fournissent aisément que la composante longitudinale.

Si le calibrage qui permet de connaître l'intensité du champ transversal comporte des approximations, par contre la direction de polarisation de la lumière est sans aucun doute celle des lignes de force du champ.

Notre méthode doit donc permettre essentiellement de déterminer :

— l'angle de position, en projection horizontale sur le Soleil, des lignes de force dans les taches simples ou complexes.

— l'angle φ que font les lignes de force avec la verticale, au moins dans les taches simples.

— Une estimation de l'intensité du champ transversal dans les pénombres et les régions périphériques des taches et la possibilité d'en déceler les variations.

2. Champ magnétique moyen dans les taches unipolaires.

Détermination du champ à partir de l'observation de deux de ses composantes.

On peut, lorsque l'on observe une tache unipolaire que l'on peut supposer symétrique, déterminer les trois composantes du champ magnétique, même si l'on n'observe qu'une seule de ces composantes, et à plus forte raison si l'on en observe deux. Cette méthode de travail a été utilisée par R. Servajean [33] pour l'étude des mouvements de la matière dans les taches solaires.

Je n'ai pas employé le même procédé pour les raisons suivantes ; dès les premières observations il est apparu clairement que le champ magnétique était presque exactement radial, dans la pénombre des taches tout au moins. La figure 11 et la figure 20 montrent deux exemples de taches où cette structure radiale apparaît clairement. La propriété

semble générale, valable également pour les petites taches.

On a donc pu considérer que l'étude du champ dans la pénombre d'une tache circulaire se bornait à la détermination de deux inconnues : l'intensité du champ et l'angle φ que font les lignes de force avec la verticale solaire au point considéré. En chaque point étudié, la mesure du champ transversal, c'est-à-dire de deux paramètres, permet bien de déterminer ces deux inconnues.

En dehors des taches unipolaires, le champ ne peut plus être considéré comme radial. Par contre il est sensiblement horizontal. Les observations réalisées au centre du disque donnent donc immédiatement la grandeur et l'orientation du vecteur champ.

Étude de l'intensité du champ magnétique.

L'intensité du champ magnétique total se trouve déterminée exactement si l'on effectue les mesures sur le grand axe d'une tache vue près du bord solaire. En fait, de telles observations sont assez difficiles à cause de l'agitation des images et du petit diamètre apparent de la tache ; aussi les résultats ainsi obtenus ont-ils peu de valeur.

Plus intéressante est la détermination de la loi de variation du champ transversal, obtenue pour des taches étudiées au centre du disque solaire. Les figures 21 et 22 montrent quelques résultats.

La partie supérieure de la figure 21 résume les propriétés observées : le champ transversal, nul au centre de la tache, croit jusqu'à la limite de l'ombre et de la pénombre ; c'est à peu près dans cette région que le champ transversal est maximal. Dans la pénombre, le champ décroît apparemment moins vite que ne l'indiquent les modèles classiques. En particulier, à la limite de la pénombre et de la photosphère, le champ magnétique qui est alors, comme on le verra plus loin, horizontal, semble valoir encore quelques centaines de gauss.

La limite de la pénombre et de la photosphère n'est pas une ligne de discontinuité pour l'intensité du champ magnétique qui continue à décroître hors de la tache.

La partie inférieure de la figure 21 donne les mesures recueillies dans la pénombre d'une tache.

La figure 22 donne des mesures qui montrent la décroissance du champ transversal en dehors d'une tache. Cette décroissance est peut-être un peu plus rapide qu'une décroissance en $\frac{1}{r}$ (indiquée en tirets).

On notera que la courbe expérimentale du bas de la figure 21 est émoussée par l'insuffisance du

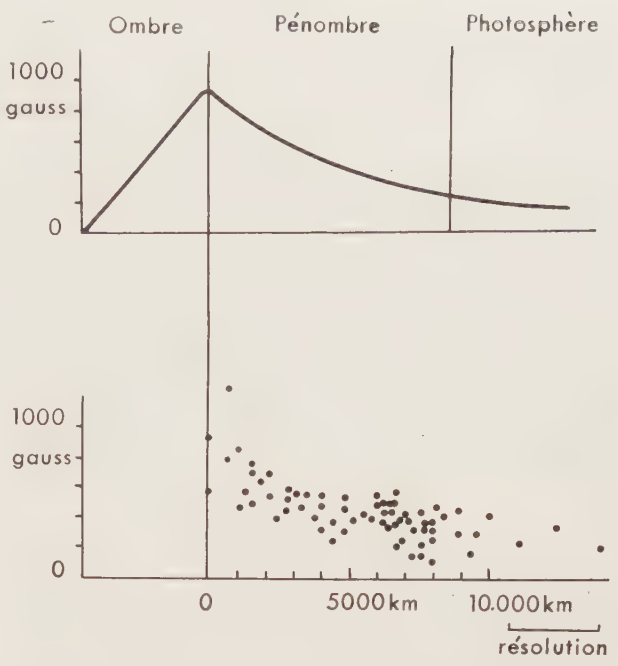

Fig. 21. — Variation du champ magnétique transversal le long du rayon d'une tache unipolaire.

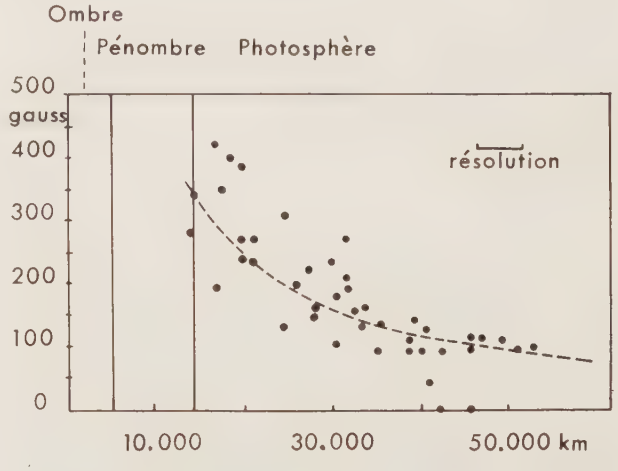

Fig. 22. — Décroissance du champ magnétique transversal hors d'une tache.

pouvoir séparateur. Ce fait ne peut cependant suffire à expliquer la valeur relativement importante du champ magnétique que nous observons à la limite de la pénombre et de la photosphère.

Gradient vertical du champ magnétique.

La relation :

$$\operatorname{div} \mathrm{H} = \frac{\mathrm{H}_r}{r} + \frac{\partial \mathrm{H}_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \mathrm{H}_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial \mathrm{H}z}{\partial z} = 0$$

donne encore, puisque l'on peut admettre que les

lignes de force du champ sont radiales ($H_\theta = 0$) :

$$\frac{\partial H_z}{\partial z} = -\frac{H_r}{r} - \frac{\partial H_r}{\partial r}$$

H_z est la composante verticale du champ magnétique et H_r la composante radiale du champ contenue dans un plan horizontal, c'est-à-dire le champ transversal radial si l'on observe au centre du disque solaire.

Nous pouvons estimer le gradient $\frac{\partial H_z}{\partial z}$ en plusieurs régions de la tache. Tout d'abord, à la limite de l'ombre et de la pénombre, le champ est maximal ; on a $H_r = H_{OP}$ et $\left(\frac{\partial H_r}{\partial r}\right)_{OP} = 0$, d'où :

$$\left(\frac{\partial H_z}{\partial z}\right)_{OP} = -\frac{H_{OP}}{r_{OP}}$$

Pour la tache étudiée sur la figure 21, le rayon moyen de l'ombre valait : $r_{OP} = 4500$ km ; le champ transversal à cet endroit était de l'ordre de 1000 gauss. On avait donc un gradient vertical de — 0,2 gauss/km pour la composante verticale du champ.

Si l'on admet ensuite en toute première approximation (les mesures sont peu précises dans ce cas) que le champ transversal croît linéairement du centre vers le bord de l'ombre, on voit que dans l'ombre on aurait à peu près :

$$\left(\frac{\partial H_z}{\partial z}\right)_{max} = -2\,\frac{H_{OP}}{r_{OP}} = -0{,}4 \text{ gauss/km.}$$

Ce résultat est très voisin de celui que Houtgast et Van Sluiters [14] ont déduit, par une analyse légèrement différente, des mesures de Nicholson. L'avantage de cette méthode de détermination du gradient vertical du champ est que les distances sont mesurées angulairement sur le Soleil. On évite donc l'écueil classique qui est la détermination de la profondeur de formation de diverses raies. Les erreurs peuvent s'introduire par l'intermédiaire de l'étalonnage (3e partie) et surtout par suite de l'insuffisance du pouvoir séparateur. On remarquera à ce sujet que le manque de pouvoir séparateur entraîne une sous-estimation de la quantité H_{OP}, mais n'entraîne pas d'erreur notable sur la position du maximum de champ transversal.

Dans la pénombre, la quantité $\frac{\partial H_r}{\partial r}$ étant de signe opposé à $\frac{H_r}{r}$, le gradient devient très petit. Il semble d'après nos mesures que ce gradient reste négatif impliquant une décroissance verticale du champ. Par contre, sur la photosphère, la figure 22 montre que la quantité $\frac{\partial H_z}{\partial z}$ devient nulle ou positive, puisque la décroissance de H_r semble un peu plus rapide que celle de la fonction $\frac{1}{r}$ pour laquelle on aurait $\frac{\partial H_z}{\partial z} = 0$.

On peut interpréter ce résultat par le fait que les lignes de force replongent vers le Soleil, au-dessus de la photosphère. Ce résultat peut d'ailleurs être retrouvé par une méthode différente.

Il apparaît enfin que le gradient vertical de la composante verticale du champ magnétique est pratiquement nul à la limite de la pénombre et de la photosphère, résultat qui s'explique aisément quand on sait qu'en cette région les lignes de force sont pratiquement horizontales.

Direction des lignes de force, en projection horizontale sur le Soleil.

Les taches observées près du centre du disque (fig. 11) montrent une distribution des lignes de force bien radiale, tout au moins dans la pénombre. Cette propriété semble exister dans toutes les taches simples.

Cependant, lorsque les images sont très bonnes et les mesures suffisamment précises, on observe des écarts à la direction radiale, différents d'un point à l'autre de la tache et sans doute liés aux inhomogénéités locales de la pénombre (fig. 28).

Dans l'ombre, nos mesures moins précises montrent cependant que la structure radiale n'est plus respectée. L'insuffisance du pouvoir séparateur n'a pas permis de déterminer de façon précise l'aspect moyen des lignes de force. En tous cas, des cartes comme celles des figures 11 et 28 ne sont pas incompatibles avec des structures spiralées comme celles qu'a signalées A. B. Severny.

Dans la photosphère, les lignes de force ont des directions plus désordonnées que dans les pénombres, comme si la cause qui oblige le vecteur champ à demeurer radial disparaissait rapidement hors de la tache. Rappelons qu'il semble pourtant ne pas y avoir de discontinuité de l'intensité du champ magnétique transversal à la limite de la pénombre et de la photosphère.

Inclinaison sur la verticale des lignes de force.

La figure 23 montre l'allure générale de la direction des lignes de force dans une tache unipolaire vue près du bord du disque. Un exemple qui

se rapproche de ce schéma est donné sur la figure 12.

Si l'on mesure le champ sur le petit axe de la tache, on constate que, dans la pénombre, le champ transversal est plus grand vers l'extérieur de la tache ; sur la photosphère, c'est le contraire, et, à une certaine distance à l'extérieur de la tache, on observe même une annulation du champ transversal.

FIG. 23. — Disposition apparente des lignes de force, dans une tache unipolaire proche du bord solaire.

On peut expliquer cette observation de la façon suivante : le champ hors de la tache replonge vers la photosphère ; à une certaine distance à l'extérieur de la tache les lignes de force deviennent parallèles à la ligne de visée et le champ transversal s'annule.

Ce résultat confirme les observations réalisées au centre du disque qui montrent que le gradient vertical du champ peut devenir négatif à l'extérieur des taches simples.

L'étude de cartes analogues à celle de la figure 12 montre qu'à une distance du centre de deux rayons de la tache ($r = 2b$), l'angle que font les lignes de force avec la surface solaire est d'environ — 15°.

On notera cependant que les observations réalisées de la sorte, près du bord solaire, ont moins de poids que celles qui sont effectuées au centre du disque car :

a) Au bord du disque, l'agitation atmosphérique peut contribuer à introduire les polarisations instrumentales qui ont été déjà signalées.

b) Il faut soustraire des polarisations observées la polarisation du spectre continu étudiée dans la deuxième partie de ce travail.

c) Le calcul de la proportion de lumière polarisée, créée par intensification magnétique des raies, devient incertain puisque le profil des raies varie près du bord du disque.

La figure 23 donne aussi l'aspect des lignes de force sur le grand axe d'une tache. Les observations réelles montrent en fait des écarts notables à cette distribution idéale. Il semble en particulier que, même dans une tache circulaire, la symétrie de la disposition des lignes de force est bien moins bien respectée en ce qui concerne l'inclinaison sur la verticale qu'en ce qui concerne l'angle de position en projection sur un plan horizontal. Autrement dit, les lignes de force semblent passer toujours par l'axe de la tache, mais leur inclinaison serait assez variable.

Il est d'ailleurs possible qu'une telle apparence résulte en partie des erreurs d'observation qui sont plus importantes lorsque l'on étudie une tache proche du bord — pour déterminer l'inclinaison des lignes de force — que lorsqu'on l'observe près du centre du disque pour déterminer l'orientation du champ.

Malgré cette dispersion apparente, d'une tache

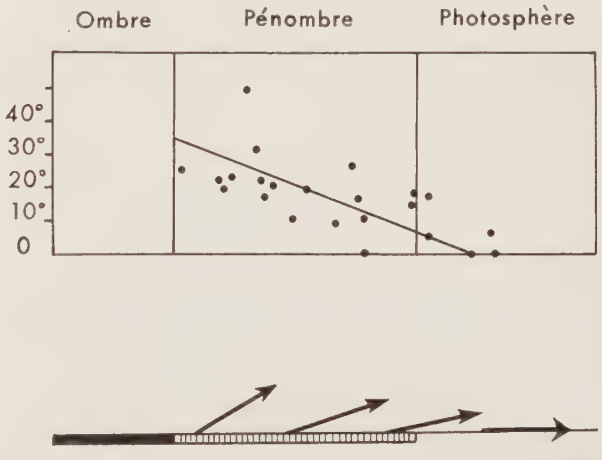

FIG. 24. — Inclinaison moyenne des lignes de force dans une tache unipolaire.

à l'autre, et même du Nord au Sud d'une même tache, des inclinaisons des lignes de force, le champ semble toujours pratiquement horizontal à la limite de la pénombre et de la photosphère. Ceci peut se voir même dans une tache qui est loin du bord du disque : les vecteurs champ, en deux points extérieurs à la tache, symétriques par rapport au centre de celle-ci, sont généralement alignés.

Le champ n'étant pas horizontal dans la pénombre, il arrive que l'on observe, à la limite de la pénombre et de la photosphère, une réfraction

apparente des lignes de force due sans doute au changement d'inclinaison du champ. De nouvelles observations seraient nécessaires pour confirmer l'existence d'une telle discontinuité.

La figure 24 groupe l'ensemble des résultats obtenus sur l'inclinaison des lignes de force. Nous trouvons une disposition des lignes de force notablement plus horizontale que celle qu'indiquent les mesures de Nicholson et même de Bumba.

Comparaison des résultats.

Si l'on connaît l'intensité du champ transversal et l'inclinaison des lignes de force, on peut obtenir l'intensité du champ total. Nos mesures conduisent alors à une variation beaucoup moins rapide dans la pénombre que celle que donnent Broxon, Mattig et Bumba.

Dans les régions extérieures des taches, nos mesures sont sans doute préférables : il est plus aisé d'étudier le champ en mesurant sa composante transversale qu'en mesurant la composante longitudinale lorsque les lignes de force sont sensiblement horizontales.

Par contre, dans l'ombre et au bord interne de la pénombre, l'insuffisance du pouvoir séparateur affecte certainement nos mesures qui sont alors de qualité inférieure à celles des autres auteurs.

L'observation de lignes de force replongeantes à l'extérieur de la tache s'accorde bien avec l'hypothèse d'un champ dipolaire. V. Bumba qui avait trouvé des inclinaisons plus faibles que Nicholson, n'observait cependant un champ horizontal qu'à 2,3 rayons du centre de la tache. Mais il observait peut-être à des profondeurs optiques différentes de celle à laquelle nous mesurons le champ.

Remarquons enfin que les inclinaisons trouvées par notre procédé s'accordent mieux que les déterminations antérieures avec le fait que les mouvements de la matière ont seulement une faible composante verticale [17].

3. Direction des lignes de force dans les taches complexes.

Cas des taches doubles.

La figure 25 montre un groupe de 2 taches, que, sur la seule foi des mesures de champ transversal,

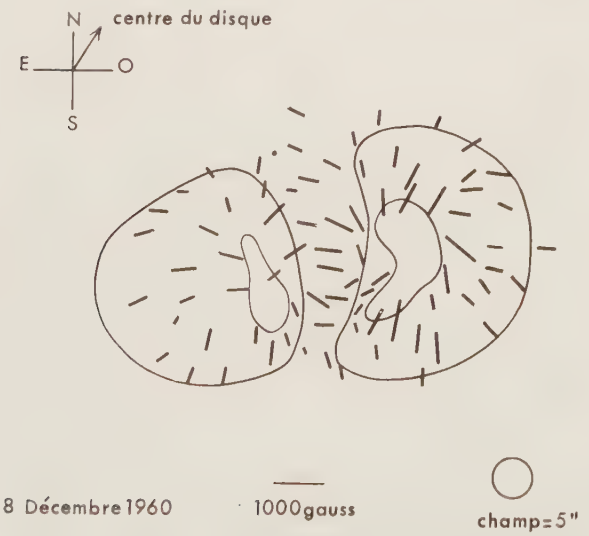

Fig. 25. — Champ magnétique transversal dans une tache double, observée près du centre du disque solaire.

nous avions jugée bipolaire. Or les mesures de champ longitudinal — qui d'ailleurs ne sont pas exécutées dans les mêmes régions de la tache — montrent que les deux taches ont la même polarité magnétique [35]. Ce résultat étonnant montre combien les effets de perspective peuvent fausser l'interprétation des mesures des champs transversaux. Dans le cas présent, on peut expliquer l'aspect de la figure 25 de deux façons.

Ou bien, le champ transversal est effectivement nul entre les deux taches, comme il devrait l'être si elles ont la même polarité. Mais la zone où le champ est dirigé vers l'observateur est très étroite et ne peut être observée par manque de pouvoir séparateur. Ou bien, les lignes de force qui sortent des deux taches ont une inclinaison générale sur la verticale solaire, dans un plan qui contient les centres des deux taches. En perspective, les lignes de force paraissent alors joindre les deux ombres même si en fait elles s'évitent.

Les deux effets précédents peuvent faire croire que deux taches de même polarité sont reliées par des lignes de force. Mais si deux taches de polarités opposées sont effectivement reliées par des lignes de force, ni l'insuffisance du pouvoir séparateur, ni les effets de perspective ne peuvent faire observer des lignes de force divergentes. On explique ainsi que l'on observe plus de groupes de deux taches dans lesquels les lignes de force semblent se rejoindre, que des groupes dans lesquels les lignes de force s'évitent, et ce, bien que les taches doubles rapprochées aient généralement la même polarité.

La figure 26 montre un groupe quadruple dans lequel trois taches ont la polarité magnétique Nord, la tache située au Nord-Est ayant seule la polarité Sud. Ici, les lignes de force ont à peu près la répar-

tition théorique, si ce n'est que la petite tache située au Nord-Ouest de la tache principale semble reliée magnétiquement à celle-ci, dont la polarité est pourtant identique.

Il peut s'agir ici encore d'un effet de perspective dû à l'inclinaison sur la verticale des lignes de force. Mais, le phénomène est de toutes façon compréhensible dans le cas présent car, les deux taches considérées ayant des surfaces très inégales, la petite tache ne doit apporter que des modifications minimes à la répartition radiale normale du champ autour de la tache principale.

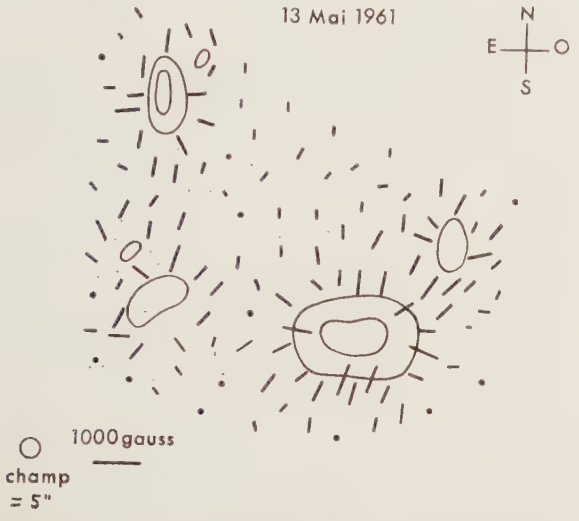

Fig. 26. — Champ magnétique transversal dans un groupe quadruple.

On notera enfin que, quelles que soient les polarités des composantes, le champ mesuré entre deux taches d'un groupe double devient rapidement trop petit pour être mesurable, lorsque la distance qui sépare les deux taches augmente. Le champ est généralement inférieur à 100 gauss si la distance est de l'ordre de 1′. Dans cette première étude des champs transversaux dans les centres actifs, nous avons surtout mesuré les champs forts, éliminant malheureusement de cette façon les taches doubles dont les deux composantes sont assez éloignées et par conséquent la majorité des groupes bipolaires.

Direction du champ dans les groupes complexes.

Les figures 13 et 27 donnent des exemples des structures que l'on peut observer dans les groupes complexes.

Il semble que l'on passe progressivement, en ce qui concerne la direction du champ transversal au voisinage de chaque tache, des taches simples aux groupes complexes : dans le premier cas, le champ est, on l'a vu, essentiellement radial ; dans un groupe complexe où une tache est nettement plus importante que les autres, les lignes de force sont encore radiales autour de cette tache seulement ; par contre, elles ont une orientation inextricable dans les groupes très morcelés où aucune tache ne prédomine nettement. En particulier, elles ne sont plus normales aux lignes de séparation de la photosphère et de la pénombre et ne paraissent plus systématiquement horizontales à l'extérieur des taches. On sait que, dans les mêmes conditions, on observe une désorganisation analogue en ce qui concerne les mouvements de la matière [33].

La répartition de l'intensité du champ transversal entre les taches semble assez capricieuse, aucune liaison étroite avec les plages faculaires ne paraissant exister. La figure 20 montre un exemple de répartition asymétrique autour d'une tache en des régions où l'aspect de la chromosphère ne laisse rien attendre d'inhabituel.

Cependant, on peut dire que les points singuliers d'une tache complexe observée en lumière blanche sont généralement des régions où le champ magnétique présente également des anomalies. Ainsi, dans deux observations où les filaments de la pénombre étaient visibles, il est apparu que les lignes de forces suivaient sensiblement les filaments ; dans l'un des cas, je notai une anomalie du champ magnétique et vérifiai par la suite qu'elle correspondait à une région perturbée de la pénombre. Dans le même ordre d'idées, signalons que le champ magnétique mesuré une fois dans un pont de lumière qui bordait l'ombre d'une tache avait une direction différente de celle de cette formation.

Champ magnétique dans les facules.

Outre les résultats obtenus avec les magnétographes, un travail spectaculaire a été effectué sur ce sujet par R. B. Leighton [20] qui a montré combien était étroite l'association entre les plages faculaires du calcium ionisé et les champs magnétiques longitudinaux dans les centres actifs.

Un résultat analogue peut être déduit de certaines de nos mesures.

Tout d'abord, les mesures de polarisation de la lumière au bord du disque solaire (fig. 10) montrent l'existence d'un excès de vibrations lumineuses radiales, dans la lumière des plages faculaires du calcium ionisé observées tout près du bord solaire.

On peut éventuellement expliquer l'observation précédente par un changement des conditions physiques qui font varier les conditions dans lesquelles

s'effectue la diffusion de la lumière. Mais, l'existence d'un champ magnétique, normal à la photosphère, suffit à expliquer le phénomène. Les écarts de polarisation observés, atteignant la valeur de 10^{-4}, correspondent à un champ maximum de l'ordre de 150 gauss ; R. B. Leighton mesurait dans les facules des intensités de champ comprises entre 30 et 200 gauss. On voit qu'il y a un bon accord entre les deux procédés de mesure, aussi bien en ce qui concerne l'intensité du champ qu'en ce qui concerne sa direction, normale à la photosphère.

Cette dernière propriété peut d'ailleurs trouver une autre confirmation dans le fait que le champ transversal ne paraît pas lié aux plages faculaires dans les centres actifs observés au centre du disque.

Cependant, le phénomène est sans doute plus complexe que ces premiers résultats peuvent le laisser penser. C'est ainsi que R. Michard et al., [27] ont décelé des champs horizontaux importants dans les plages faculaires de l'hydrogène. Nous avons mesuré nous-mêmes des polarisations parallèles à la surface solaire dans des facules photosphériques observées près du bord solaire.

Comparaison de la direction des lignes de force avec les structures chromosphériques.

Il était intéressant de rechercher s'il existe autour des taches une structure du champ magnétique rappelant les formations chromosphériques spiralées, bien que des résultats récents semblent montrer qu'une telle structure n'existe pas en ce qui concerne les mouvements de la matière [33]. Je n'ai pas observé une telle organisation du champ magnétique ; les changements de direction des lignes de force en dehors des taches sont fréquents mais variables d'une tache à l'autre. Il est vrai que nous avons recherché ces structures spiralées uniquement près des taches, pour des raisons déjà indiquées. Au contraire, dans la lumière de Hα, elles apparaissent seulement loin de l'ombre, entre les deux membres d'un groupe bipolaire par exemple.

La figure 20 donnait un exemple de tache où un écart notable à la distribution radiale existait dans la partie Sud-Ouest de la pénombre ; il n'est pas exclu que cet écart soit lié à la présence d'une structure particulière, observable sur la chromosphère dans la lumière de Hα.

La comparaison des lignes de force et des fibrilles est d'ailleurs rendue difficile par le fait que, dans les centres actifs, les plages faculaires brillantes masquent les détails. A l'extérieur de ces plages le champ devient trop faible pour être mesuré par notre procédé.

Ceci explique sans doute que je n'ai trouvé qu'une association assez lâche entre la direction des fibrilles et celle du champ magnétique V. E. Stepanov [36] semble avoir trouvé une liaison plus nette bien que ses mesures se refèrent à des régions où le champ magnétique est plus faible.

La figure 27 donne un exemple des analogies que nous avons observées : des structures chromosphériques allongées enveloppent la tache Sud-Est, à peu près de la même façon que les lignes de force du champ.

4. Variations du champ magnétique.

Évolution du champ transversal au cours de la vie d'une tache.

Après avoir éliminé les effets de perspective qui introduisent d'un jour à l'autre des variations, parfois très importantes, dans l'aspect du champ magnétique transversal, on peut observer une évolution générale du champ, liée à la vie même du centre actif. Le champ a souvent une répartition simple quand la tache est jeune ; sa structure se complique très rapidement dans les groupes plus âgés déjà morcelés (figure 13).

L'intensité du champ est maximale lorsque le centre d'activité a lui-même son développement maximal. Mais, bien que des champs transversaux notables soient encore mesurables dans les vieilles taches, ou même dans les régions où une tache vient de disparaître, il semble que le champ transversal diminue plus vite d'intensité, quand le centre actif vieillit, qu'on ne l'admet pour le champ total [18].

Ceci pourrait s'interpréter par le fait que les lignes de force sont dans l'ensemble plus verticales dans les taches vieilles que dans les taches jeunes ; après la disparition de la tache, la facule associée aurait bien, à la limite, un champ vertical.

Variations rapides du champ et éruptions chromosphériques.

Les observations que nous avons réalisées sur ce sujet important ne sont pas assez nombreuses ; elles donnent actuellement des résultats quelque peu contradictoires.

a) Il y a des éruptions chromosphériques importantes qui ne semblent pas modifier le champ. Un exemple est reporté sur la figure 14 ; la tache du 16 juillet 1959 étudiée ici est intéressante à plusieurs points de vue ; le 16 juillet, à l'heure où nos mesures étaient faites, plusieurs petites éruptions

FIG. 27. — Évolution du champ magnétique transversal dans un groupe quadruple ; comparaison avec les structures visibles dans la lumière de Hα.

se produisaient autour de la tache. Mais surtout, 7 heures après notre dernière observation, une éruption chromosphérique d'importance 3 + se produisait et couvrait tout le groupe. Cette éruption a été observée à l'aide d'un magnétographe par H. W. Babcock et R. Howard [4] qui montrèrent qu'elle n'avait pas modifié la répartition des champs faibles.

Nos observations montrent de plus que, pendant toute la période qui a précédé l'éruption, et jusqu'à 7 heures avant son début, les régions de champ fort étaient relativement stables. Ce résultat est intéressant car une étude récente a montré [27] qu'il y a dans certains cas des modifications du champ sinon pendant, du moins avant une éruption chromosphérique.

J'ai observé d'autres cas où l'apparition d'une éruption ne semblait pas modifier le champ transversal.

b) Certaines éruptions peuvent au contraire entraîner des modifications ; un exemple en est donné sur la figure 15.

Dans la tache représentée ici, étudiée en particulier le 18 juin 1959, plusieurs petites éruptions apparurent à 10 h 55 TU en A, puis en B ; vers 12 h 30 en C et D. Le champ magnétique avait été mesuré vers 7 h 20 et vers 12 h 30 ; dans cet intervalle, une modification importante du champ s'est produite entre les régions A et B et aussi près de C.

On notera que la modification s'est produite dans une région où existait un champ transversal important. De plus, les régions A, B, C, D, qui sont les endroits où apparurent les premiers points brillants visibles en $H\alpha$, sont également des régions où existait un champ transversal non négligeable.

c) Cette dernière remarque s'accorde très bien avec des travaux effectués récemment par des procédés tout à fait différents [7] [27]. J'ai pu la vérifier en d'autres circonstances.

La figure 27 montre le champ magnétique dans une tache observée le 12 mai 1961 où se produisirent également des éruptions chromosphériques. Les mesures furent effectuées le 12 mai de 10 h à 11 h 30 TU ; de nouvelles observations recueillies le 13 mai montrèrent que la configuration générale du champ avait peu changé en 24 heures. Or, le 12 mai, une éruption d'importance 1 était apparue en AB vers 5 h 51 TU, s'étendant ensuite vers C ; des éruptions d'importance 1 — apparurent ensuite à 6 h 53 en D ; à 9 h 40 en E ; à 10 h 25 en F ; à 16 h 50 en G. On remarque que l'éruption apparue en F, pendant les mesures, a débuté dans une région de champ transversal intense.

Un dernier exemple est représenté sur la figure 28. Les observations étaient ici les suivantes : Mesures de champ magnétique de 5 h 50 à 8 h 40 TU. Apparition d'une éruption d'importance 1, en A, tout près d'un point où s'étaient déjà illu-

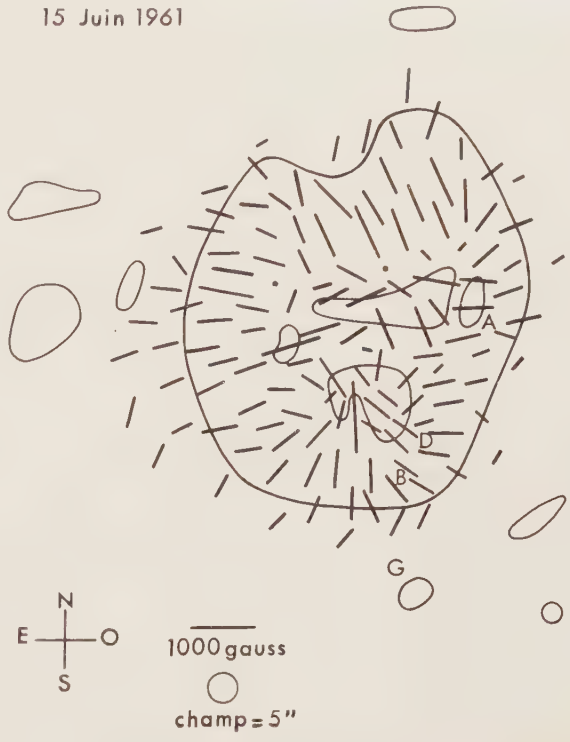

Fig. 28. — Répartition du champ magnétique transversal et localisation des éruptions chromosphériques dans une tache.

minées des plages faculaires vers 8 h 52. Apparition d'une éruption d'importance 1 — en BG à 17 h 10 ; le point G avait déjà été le siège d'une toute petite éruption vers 8 h 50. Enfin, une très petite éruption pouvait être notée à 8 h 57 en D.

Dans toutes ces régions existait un champ transversal non négligeable.

d) Enfin, il se produit parfois des variations rapides et importantes du champ qui ne paraissent associées à aucune éruption. Ceci se produit surtout dans les groupes jeunes en plein développement ce qui est aisément compréhensible. Il semble que ces changements soient plutôt des rotations que des variations d'intensité.

A cette dernière catégorie de phénomènes peuvent être rattachées ce que nous avons nommé « polarisations insolites », c'est-à-dire des apparitions fugitives d'un champ magnétique localisé, en des régions où l'on ne voit pas de modifications de la photosphère ou de la chromosphère.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Babcock H. D., 1911, *Ap. J.*, **34**, 288.
[2] Babcock H. W., 1949, *Ap. J.*, **110**, 126.
[3] Babcock H. W., 1960, *P. A. S. P.*, **72**, 204.
[4] Babcock H. W. et Howard R., 1960, *Ap. J.*, **132**, 218.
[5] Broxon J. W., 1942, *Phys. Rev.*, **62**, 508.
[6] Bruhat G., 1959, *Traité d'Optique*, édition revue par A. Kastler, Paris, p. 274.
[7] Bruzek A., 1960, *Mitt. Fraunh. Inst.*, **47**, 110.
[8] Bumba V., 1960, *Izv. Krymsk. Astrof. Obs.*, **23**, 212.
[9] Code A. D., 1950, *Ap. J.*, **112**, 22.
[10] Dollfus A., 1958, *C. R.*, **246**, 2345.
[11] Dollfus A., 1958, *C. R.*, **246**, 3590.
[12] Dollfus A. et Leroy J. L., 1960, *C. R.*, **250**, 665.
[13] Hale G. E., Ellerman F., Nicholson S. B. et Joy A. H., 1919, *Ap. J.*, **49**, 153.
[14] Houtgast J. et Sluiters (Van) A., 1948, *Bull. Astr. Inst. Neth.*, **10**, 325.
[15] Hubenet H., 1954, *Z. f. Ap.*, **34**, 110.
[16] Jager (de) C., 1959, dans *Handbuch der Astrophysik*, **52**.
[17] Jensen E., 1958, *Symp. I. A. U.*, **6**, 258.
[18] Kiepenheuer K. O., 1953, dans *The Sun*, édité par G. P. Kuiper, p. 360.
[19] Kron G. E., 1952, *Ap. J.*, **115**, 1.
[20] Leighton R. B., 1959, *Ap. J.*, **130**, 366.
[21] Leroy J. L., 1959, *C. R.*, **249**, 2492.
[22] Leroy J. L., 1960, *C. R.*, **251**, 1720.
[23] Leroy J. L. et Mabboux C., 1957, *J. Physique Rad.* (Suppl.), **18**, p. 106 et p. 135 A.
[24] Lyot B., 1948, *C. R.*, **226**, 25.
[25] Lyot B., 1948, *C. R.*, **226**, 137.
[26] Mattig W., 1953, *Z. f. Ap.*, **31**, 273.
[27] Michard R., Mouradian Z. et Semel M., 1961, *Ann. Astr.*, **24**, 54.
[28] Minnaert M., 1953, dans *The Sun*, édité par G. P. Kuiper, p. 100.
[29] Mulders G. W., 1935, *Z. f. Ap.*, **10**, 297.
[30] Pecker J. C., 1948, *C. R.*, **226**, 1251.
[31] Pecker J. C., *Contr. Inst. Astr.*, série B, n° 65.
[32] St John C. E., Moore C. E., Ware L. M., Adams E. F et Babcock H. D., 1928, Revision of Rowland's preliminary table.
[33] Servajean R., 1961, *Ann. Astr.*, **24**, 1.
[34] Severny A. B. et Kholkova V. L., 1958, *Izv. Krymsk. Astrof. Obs.*, **20**, 67.
[35] *Solnečnye dannye Bjulleten'*, 1960 et 1961.
[36] Stepanov V. E., 1958, *Izv. Krymsk. Astrof. Obs.*, **20**, 52.
[37] Treanor P. J., 1960, *M. N.*, **120**, 412.
[38] Unno W., 1956, *Publ. Astr. Soc. Japan*, **8**, 108.
[39] Vinokur M., 1959, *Thèse*, Paris.
[40] Voigt H. H., 1951, *Z. f. Ap.*, **28**, 176.
[41] Warwick J. W., 1951, *A. J.*, **56**, 50.
[42] Warwick J. W., 1961, *Ap. J.*, **134**, 1021.
[43] Wijngaarden (Van) J. G. et Vliet (Van) K. M., 1952, *Physica*, **18**, 45.

Imprimerie Taffin-Lefort, à Lille (France). — ***Published in France.***

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Le spectre ultra-violet solaire dans le domaine 300-1800 Å.

Vu et approuvé :
Paris, le 4 avril 1962,
Le Doyen de la Faculté des Sciences,
Marc Zamansky.

Vu et permis d'imprimer :
Le Recteur de l'Académie de Paris,
Jean Roche.